PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 3 — 1. Februar 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 5 am 15. Februar 1939 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Meidinger, Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen. IV. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur. S. 73.

H. Schober, Isotopieverschiebung im Neonspektrum. II. S. 77.

K. Krämer, Über die Intensitätsverteilung und die Halbwertbreite der Neonlinien insbesondere bei tiefen Temperaturen. S. 81.

R. Teucher, Über eine objektive spektralphotometrische Messung des Streulichtes von Nebeln. S. 90.

E. Keutner und G. Potapenko, Dispersion und Absorption kurzer elektrischer Wellen und Molekülstruktur. S. 100.

G. Stetter u. W. Jentschke, Über die 3,2 MeV γ-Strahlung des angeregten *ThD*-Kernes. S. 104.

W. Kolhörster, Sonnenaktivität und Höhenstrahlen. S. 107

Nachrichten. S. 112.

ABHANDLUNGEN

Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen

IV. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur

Von Walter Meidinger

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

In einer Reihe von Untersuchungen[1]) ist ein sehr starker Einfluß der Temperatur auf die entwickelte Dichte photographischer Schichten festgestellt worden. Wenn der Aufbau des latenten Bildes nur in einem Elektronenprozeß, d. h. in der Lostrennung eines Elektrons von dem absorbierenden Bromion und in einer direkten Anlagerung dieses Elektrons an ein benachbartes *Ag*-Ion im Kristallgitter des *AgBr*-Korns bestände, so sollte eine Temperaturabhängigkeit des photographischen Prozesses — wenigstens bis zur Temperatur der flüssigen Luft[2]) — nicht zu beobachten sein. In letzter Zeit sind von Gurney und Mott[3]) sowie von Webb und Evans[4]) Vorstellungen über die Vorgänge beim Aufbau des latenten Bildes entwickelt worden, welche u. a. auch den Temperatureinfluß zu deuten versuchen.

Nach Webb und Evans spielen sich folgende Prozesse ab:

1. Absorption von $1\,h\nu$ durch ein *Br*-Ion im Gitter des *AgBr*-Kristalls (Korns).
2. Lostrennung des Elektrons vom *Br*-Ion, welches absorbiert hat.
3. Wanderung der freien Elektronen (Photoleitfähigkeit!) zu Unstetigkeitsstellen („Lockerstellen", Reifzentren usw.) und Bildung von negativ geladenen Zentren.
4. Anziehung von *Ag*-Ionen, welche durch die Wärmebewegung aus dem Gitterverband herausgelöst und daher beweglich sind (elektrolytische Leitfähigkeit! — *AgBr* reiner Kationenleiter[1])!) durch die negativ geladenen Zentren und Vereinigung der *Ag*-Ionen mit den Elektronen zu den metallischen *Ag*-Keimen des latenten Bildes.

Mit Hilfe der Annahme, daß die Zahl der von einem Zentrum adsorbierbaren Elektronen begrenzt ist — infolge Abstoßung weiterer Elektronen nach Erreichung einer gewissen Feldstärke um die Zentren — und daß nicht von einer Lockerstelle adsorbierte (d. h. nicht stabilisierte) Elektronen an Bromatome zurückspringen, kann nunmehr der Temperatureffekt folgendermaßen erklärt werden: Durch Temperaturerniedrigung

1) Vgl. die zusammenfassende Darstellung in W. Meidinger, Theoretische Grundlagen der photographischen Prozesse, S. 328ff.

2) Vgl. z. B. W. Lehfeld, Nachr. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl. **1**, 171, 1935. (Lehfeld fand keine Änderung der Leitfähigkeit bzw. Photo-Elektronenausbeute bis zu −186° C.)

3) R. W. Gurney und N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London **164**, 151, 1938.

4) I. H. Webb und C. H. Evans, Journ. Opt. Soc. Am. **28**, 249–236, 1938.

1) Vgl. C. Tubandt und S. Eggert, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. **110**, 196, 1920.

wird zwar der Elektronenprozeß nicht beeinflußt, jedoch wird die Beweglichkeit der *Ag*-Ionen im Kristall stark vermindert, so daß die *Ag*-Ionen nicht zu den Elektronenzentren gelangen können. Wenn daher bei tiefen Temperaturen die Grenzgröße der Elektronenzentren erreicht ist, können weitere Elektronen nicht mehr stabilisiert werden, sie springen zurück an die Bromatome und gehen somit für das latente Bild bzw. für den photographischen Prozeß verloren. Bei tiefen Temperaturen wird also gegenüber Zimmertemperatur eine geringere Masse latenten Bildes erzeugt werden, womit eine Empfindlichkeitsabnahme erklärt wäre.

Webb und Evans[1]) konnten diese Vorstellungen prüfen, indem sie die S-Kurve eines Films (Versuchsemulsion, reines *AgBr*) unter folgenden Belichtungsbedingungen ermittelten:

1. Bei Zimmertemperatur.
2. Bei der Temperatur der flüssigen Luft bei gleicher Belichtung (gleiches $I \cdot t$) wie in 1.
3. Bei der Temperatur der flüssigen Luft, gleichem Gesamt-$I \cdot t$, wie bei 1. und 2., aber mit Unterbrechungen der Belichtung, wobei der Film in den Dunkelperioden auf Zimmertemperatur erwärmt und zur weiteren Belichtung wieder abgekühlt wurde.

Das Ergebnis dieser Versuche war im zweiten Fall eine starke Empfindlichkeitserniedrigung, und zwar bestand diese sowohl in einer Verschiebung der Schwelle als auch vor allem in einer verminderten maximalen Dichte (0,6 gegen 3,6) gegenüber der S-Kurve bei Zimmertemperatur. Bei den unter 3. erwähnten Versuchsbedingungen jedoch erhöhte sich die maximal zu entwickelnde Dichte mit steigender Zahl von Erwärmungs-Dunkel-Perioden, bis bei 8 Erwärmungs-Dunkel-Perioden wieder die maximale Dichte wie bei 1. erreicht wurde. (Die Verschiebung der Schwelle um den Faktor 4 nach höheren Belichtungen blieb allerdings bestehen.)

Im Sinne der oben geschilderten Vorstellungen wird also durch die Erwärmung die Nachdiffusion der *Ag*-Ionen bzw. der Entladung der Elektronenzentren ermöglicht, so daß für die Stabilisierung weiterer Photoelektronen und für die Bildung weiterer *Ag*-Keime Raum gegeben ist.

Es erschien wichtig, einmal Versuche über die Temperaturabhängigkeit des photographischen Prozesses unter Ausschaltung der Entwicklung allein in Hinsicht auf das photolytisch gebildete Silber vorzunehmen und insbesondere in dieser Richtung den oben geschilderten Effekt der Erwärmungs-Dunkel-Perioden zu untersuchen. Denn es besteht bei Einschluß der Entwicklung bei solchen Effekten immer die Frage, ob er tatsächlich — wie hier gefordert wird — auf eine veränderte Masse des latenten Bildes oder nur auf eine veränderte Ausnutzung des (in gleicher Masse; aber vielleicht in verändertem Verteilungszustand gebildeten) latenten Silbers zurückzuführen ist.

Im folgenden wird zunächst über Versuche berichtet, welche ganz allgemein eine Orientierung über die Abhängigkeit des photolytisch gebildeten Silbers in photographischen Schichten von der Temperatur geben sollen. Die Silberwerte dieser Versuche stellen maximale Grenzwerte dar, welche bei den verschiedenen Temperaturen in den Schichten erreicht werden. Sodann wird der Effekt der Erwärmungs-Dunkel-Perioden untersucht. Die Versuche wurden mit Agfa-Kine-Positiv-Filmen (feinkörnige Emulsion) und mit Agfa-Laue-Film, einseitig begossen (grobkörnige Emulsion), vorgenommen.

Die Ausführung der Versuche geschah folgendermaßen: Die Filme wurden in einem unversilberten Dewargefäß (lichte Weite = 9 cm, Höhe 30 cm) mit Petroläther als Kältebadsubstanz durch die Wand des Dewargefäßes hindurch belichtet. Hierbei waren die Filme an einem Messingstab befestigt, welcher mit den Filmen durch Federn an die Wand des Dewargefäßes gepreßt wurde. Die Schicht der Filme lag dabei an der Glaswand an. Während der Belichtungen wurde mittels eines Motors und eines Zentrifugalkugelrührers der Petroläther durchgemischt. Gekühlt wurde mit flüssiger Luft, welche in einem in den Petroläther eintauchenden U-förmigen Glasrohr verdampfte. Die Temperatur wurde mittels eines Pentanthermometers gemessen und konnte bis auf $\pm 2°$ C (maximale Abweichungen vom Mittelwert) konstant gehalten werden.

Als Belichtungsapparatur diente die früher beschriebene[1]) Einrichtung, welche das Licht einer *Hg*-Lampe nach zwei Seiten auszunutzen gestattet. Auf der einen Seite wurde das Dewargefäß an den Belichtungskasten gestellt und mit dem ungefilterten Licht der *Hg*-Lampe belichtet. Auf der anderen Seite konnte während der Belichtungen mittels Thermosäule und Schleifengalvanometers bei Vorschaltung der Schottfilter BG_3 (1 mm) + BG_7 (2 + 3 mm)[2]) die Intensität der Lampe (relativ) kontrolliert werden. Ungleichmäßigkeiten in der Ausleuchtung der

1) I. H. Webb und C. H. Evans, loc. cit. S. 253 ff.

1) Vgl. W. Meidinger, Physik. Zeitschr. 38, 738, 1937.

2) Die spektrale Durchlässigkeit dieser Filterkombination entspricht ungefähr der spektralen Absorption des *AgBr*.

Filme (infolge der Krümmung der Dewarglaswände usw.) konnten keine Rolle spielen, da die Filme bei der Belichtung stets an dieselbe Stelle gebracht wurden und alle Messungen nur relativ ausgewertet werden. Wenn nur das Gesamtsilber bestimmt werden sollte, wurde jedesmal 1 Film 9 × 12 cm belichtet. Für die Messung von Oberflächen- und Innensilber wurden je 2 Filme 6 × 9 cm (übereinander im Dewargefäß) verwendet. Die Fixierung, Wässerung, Trennung des Oberflächensilbers vom Innensilber, sowie die Bestimmung des photolytisch gebildeten Silbers wurde im Prinzip wie früher[1]) beschrieben vorgenommen. Jedoch wurde hier die Behandlung der Schichten (mit CrO_3, Fixierung, Wässerung usw.) auf den Unterlagen (also nicht von der Filmunterlage abgeschabt) in Glasschalen ausgeführt. Titriert wurde mit $n/10000$-KJ-Lösung.

In den folgenden Abb. 1 und 2 sind die Kurven für die Abhängigkeit des photolytisch gebildeten Silbers von der Temperatur bei konstanten (sehr starken Belichtungen), für gewässerte (15 Minuten H_2O dest.) (Abb. 1) und für NO_2'-behandelte Schichten (Abb. 2) wiedergegeben.

Bemerkenswert ist der negative Temperaturkoeffizient bei dem (gewässerten) Laue-Film zwischen $+20°$ und $-20°$ C. Der Anstieg des Oberflächensilbers bei Kine-positiv zwischen $-50°$ und $-100°$ C ist zwar einwandfrei nachgewiesen, müßte jedoch noch an weiteren Emulsionen reproduziert werden, bevor man ihn — wie auch den negativen Koeffizienten beim

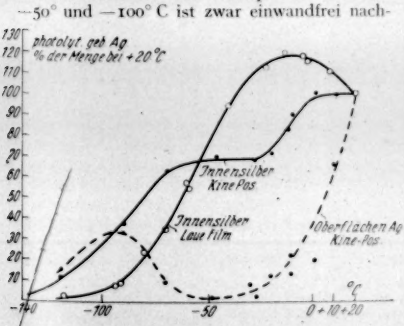


Abb. 1. Abhängigkeit des photolytisch gebildeten Silbers bei Agfa-Kine-Positiv und Agfa-Laue-Film von der Temperatur bei der Belichtung. Belichtung: 30 Min. ungefilterte Hg-Lampe. $I \cdot t$ = const (± 3 Proz.).

Ag-Werte bei $+20°$ C (10^{-7} g · cm^{-2})

	Gesamt-Ag	Innen-Ag	Oberflächen-Ag
Kine-Positiv	11,0	6,0	5,0
Laue-Film	38,2	—	—

[1]) W. Meidinger, Physik. Zeitschr. **38**, 737 bis 739, 1937.

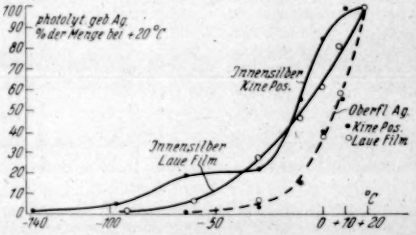


Abb. 2. Abhängigkeit des photolytisch gebildeten Silbers bei NO_2'-haltigem (15 Minuten gebadet in 0,25 proz. $NaNO_2$-Lösung) Agfa-Kine-Positiv und Agfa-Laue-Film von der Temperatur bei der Belichtung. — Belichtung: 5 Min. ungefilterte Hg-Lampe. $I \cdot t$ = const (± 3 Proz.).

Ag-Werte bei $20°$ C (10^{-7} g · cm^{-2})

	Innen-Ag	Oberflächen-Ag
Kine-Positiv	14,2	18,8
Laue-Film	73,7	6,8

Laue-Film — etwa zur Deutung des von Eggert und Luft[1]) beobachteten negativen Temperaturkoeffizienten der entwickelten Dichten in diesen Temperaturgebieten heranzieht. Beim Laue-Film ohne NO_2'-Behandlung war die Messung des Oberflächensilbers infolge der Kleinheit der Silbermengen bisher nicht möglich. Weiter ergibt der steile Abfall der Ag-Kurven — insbesondere auch der Oberflächensilberkurven — bei den NO_2'-Schichten in Abb. 2, daß auch die autokatalytische Ag-Bildung in Gegenwart von NO_2'[2]) stark temperaturabhängig ist. — Zu betonen ist, daß die Werte der Kurven, vor allem der Abb. 1, obere Grenzwerte darstellen. Das Ergebnis dieser Versuche ist jedenfalls der einwandfreie Nachweis, daß die maximal in den Schichten gebildeten Ag-Mengen stark von der Temperatur bei der Belichtung abhängen, und

[1]) J. Eggert und F. Luft, Veröff. d. Wiss. Zentrallab., Agfa II, S. 9ff., 1931.

[2]) Daß die Silberbildung in NO_2'-haltigen Schichten ein katalytischer Vorgang ist (wie schon in Physik. Zeitschr. **38**, 747, 1937 vermutet), konnte neuerdings sehr deutlich bei (mit Orthochrom T) sensibilisierten Schichten und Belichtung mit $\lambda = 578$ mμ nachgewiesen werden. Hier erhält man einen ausgesprochen super-proportionalen Anstieg des photolytisch gebildeten Silbers, ungefähr entsprechend dem Ansatz $\frac{d(Ag)}{dt} = k(Ag)$, wobei (Ag) die jeweils vorhandene Ag-Menge und t die Belichtungszeit ist.

Zahlentafel I

Agfa-Laue-Film; einseitig begossen

Versuch Nr.	Mittlere Temperatur °C	Belichtung: Art	Belichtung: Zeit t Min.	Belichtung: Relative, mittlere Intensität. — Skalenteile	Belichtung: Relative Gesamt-$I \cdot t$	Ag 10^{-7} g · cm^{-2}: gefunden	Ag 10^{-7} g · cm^{-2}: korrigiert
		1. Kontrollversuche					
1	—	—	0	0	0	$0{,}5_0$	—
2	+ 20	Kontinuierlich	10	34	340	13,25	$12{,}7_5$
3	+ 20	19[1]) Dunkel-Perioden	20 · 0,5	34	340	$13{,}3_5$	12,85
4	+ 20	Film lag während der Erwärmungs-Dunkel-Perioden in Versuch 3 unbedeckt im Arbeitsraum	—	—	—	$0{,}5_2$	—
		2. Versuchsreihe I					
5	—	—	0	0	0	$0{,}5_7$	—
6	+ 19	Kontinuierlich	10	35,5	355	15,4	14,8
7	+ 19	9[2]) Erwärmungs-Dunkel-Perioden	10 · 0,5	36,5	365	14,3	13,7
8	— 110	Kontinuierlich	10	38,5	385	1,5	0,9
9	— 115	2 Erwärmungs-Dunkel-Perioden	2 · 3,0 + 1 · 4,0	40,0	400	1,6	1,0
10	— 110	4 Erwärmungs-Dunkel-Perioden	5 · 2,0	41,0	410	1,9	1,3
11	— 110	9 Erwärmungs-Dunkel-Perioden	10 · 1,0	38,5	385	2,0	1,4
		3. Versuchsreihe II					
12	—	—	0	0	0	$0{,}5_2$	—
13	— 100	Kontinuierlich	10	32	320	1,22	0,7
14	— 100	19[1]) Dunkel-Perioden ohne Aufwärmung	20 · 0,5	37	370	1,31	0,8
15	+ 20	Film lag während der Erwärmungs-Dunkel-Perioden in Versuch 14 unbedeckt im Arbeitsraum	0	0	0	$0{,}6_0$	$0{,}0_8$
16	— 100	19 Erwärmungs-Dunkel-Perioden	20 · 0,5	39	390	2,71	2,2
17	+ 20	Film lag während der Erwärmungs-Dunkel-Perioden in Versuch 16 unbedeckt im Arbeitsraum	—	—	—	$0{,}5_8$	$0{,}0_6$
18	— 100	Kontinuierlich	10	40,5	405	1,52	1,0

[1]) Mit Herausnahme aus dem Kältebad.
[2]) Ohne Herausnahme aus dem Kältebad.

zwar offenbar nicht immer in einfach zu übersehender Weise, wie der negative Temperaturkoeffizient für das Gesamtsilber beim Laue-Film, beim Oberflächensilber des Kine-Positiv-Films sowie der Sattel der Kurven für den Positiv-Film zwischen —30° und —70° C zeigen.

In den nun folgenden Zahlentafeln I und II sind die Ergebnisse der Untersuchungen über den Einfluß von Erwärmungs-Dunkel-Perioden (E.-D.-Perioden) verzeichnet. Bei diesen Versuchen betrug die Gesamtbelichtungsdauer stets 10 Minuten und die Dauer der E.-D.-Perioden stets 2 Minuten, wobei 1 Minute auf die Zeit zwischen Unterbrechung der Belichtung und Herausnahme des Films aus dem Kältebad bis zum Erwärmen auf Zimmertemperatur und 1 Minute auf die Einführung in das Kältebad und Abkühlung kam. Bei der Zählung der E.-D.-Perioden wurde die letzte Erwärmung bei

Zahlentafel II

Agfa-Laue-Film; einseitig begossen

Versuch Nr.	Mittlere Temperatur in °C	Relative $I \cdot t$	Anzahl der Erwärmungs-Dunkel-Perioden	Ag 10^{-7} g · cm^{-2}: gefunden	Ag 10^{-7} g · cm^{-2}: $0{\cdot}85 + x \cdot 0{,}063$
8,13,18	~ — 105	~ 350	kont. (0)	$0{,}8_5$	$(0{,}8_5)$
9	— 115	400	2	1,0	1,0
10	— 110	410	4	1,3	1,1
11	— 110	385	9	1,4	1,4
16	— 100	390	19	2,2	2,1

Beendigung des Versuches nicht mitgezählt (also bei kontinuierlicher Belichtung o E.-D.-Perioden).

Die in Zahlentafel I/1 erwähnten Kontrollversuche[1]) waren notwendig, um etwaige Einflüsse der Raumbeleuchtung, welche nicht zu dunkel sein kann, und die genügende Lichtdichtheit des Lampengehäuses zu kontrollieren.

Die weiteren Ergebnisse der Zahlentafel I und insbesondere die Zusammenstellung in Zahlentafel II zeigen, daß in der Tat durch die E.-D.-Perioden eine deutliche Vermehrung des photolytisch gebildeten Silbers gegenüber kontinuierlicher Belichtung, und zwar proportional der Anzahl der E.-D.-Perioden (Spalte 5 und 6), herbeigeführt wird.

1) Vergleichsversuche bei Zimmertemperatur mit und ohne Petroläther im Dewar ergaben gleiche Silbermengen.

Berlin, im Dezember 1938.

(Eingegangen 22. Dezember 1938)

Isotopieverschiebung im Neonspektrum

II. Mitteilung

Von H. Schober

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Wien

In einer früheren Arbeit konnte gemeinsam mit R. Ritschl[1]) eine große Anzahl von Neonlinien und die den beiden Isotopen vom Atomgewicht 20 und 22 zugehörigen Aufspaltungen gemessen werden. Hierzu diente ein vom Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Charlottenburg in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestelltes Neongas, in dem das schwerere Isotop im Verhältnis 1 : 2 angereichert ist. (Im natürlichen Neon beträgt das Verhältnis der beiden Isotope 20 und 22 1 : 10). Diese Arbeit sollte als Vorarbeit für die Untersuchung des Verhaltens der beiden Isotopiekomponenten im Starkeffekt dienen. Aus verschiedenen Gründen erwies es sich als notwendig, die Isotopiestruktur aber an einer noch weitaus größeren Anzahl von Linien, insbesondere solcher von hohen Hauptquantenzahlen zu untersuchen, da nur an derartigen Linien ein reinlich beobachtbarer Starkeffekt zu erwarten war.

Die Versuchsanordnung und Arbeitstechnik blieb dabei im wesentlichen dieselbe wie in der bereits obenerwähnten Mitteilung. Sowohl als Lichtquelle wurde die dort beschriebene Geißlerröhre in flüssiger Luft, als auch zur Spektralanordnung der Zeißsche Dreiprismenspektrograph im Sichtbaren und der Hilgersche Quarz-Littrowspektrograph E^1 in Verbindung mit einem Fabry-Perot-Interferometer und einem Abstand der Interferometerplatten bis zu 50 mm je nach den gestellten Anforderungen verwendet. Die Etalonplatten waren für das sichtbare Gebiet des Spektrums mit Silber, für das Ultraviolett mit Aluminium nach der von Ritschl angegebenen Aufdampfmethode belegt[1]). Geändert wurde gegen die früheren Versuche lediglich die photographische Belichtungszeit, die bis zu 16, in einem Falle bis zu 36 Stunden gesteigert wurde, um möglichst viele der schwächeren Linien noch zu erhalten. Unter diesen Umständen war natürlich ein großer Teil der übrigen Linien stark überexponiert. Die anfänglich gegen lange Belichtungszeiten auftauchenden Bedenken einer infolge von Temperaturschwankungen und Raumerschütterungen auftretenden Unschärfe erwiesen sich bei Innehaltung entsprechender Vorsichtsmaßregeln als gänzlich unbegründet. Durch die Konstruktion der Interferometerdistanzringe aus Invarstahl von einem die Wärmeabhängigkeit des Luftbrechungsexponenten kompensierenden Ausdehnungskoeffizienten war eine größere Temperaturkonstanz als etwa 1° C nicht vonnöten.

Die Ermittlung der Wellenzahldifferenzen geschah ebenfalls in der schon oben angegebenen Weise durch quadratische Interpolation[2]). Dabei wurde darauf geachtet, daß besonders die Linien mit einer nahe an der Meßgrenze liegenden Termaufspaltung möglichst auf mehreren Platten enthalten waren, und daß die Terme bzw. die Aufspaltungen der einzelnen Terme aus mehreren Linien gemessen wurden.

Die Tafel ist dabei so zu lesen, daß die Termsymbole in der 2. Spalte nicht die heute vielfach üblichen der Russell-Saundersschen Art, sondern die von Paschen in seiner Neonanalyse willkürlich gewählten[3]) und die Zahlen der 3. Spalte die mit dem Faktor 10^3 vervielfachten Verschiebungen der beiden Isotopenlinien in Wellenzahlen (cm^{-1}) darstellen. Die dazu gesetzten Buchstaben N bzw. R bedeuten eine Vorveröffentlichung in der Arbeit von Nagaoka und Mishima[4]) und von Ritschl und Schober[5]), während ein + auf auffallend große Streuung

1) R. Ritschl und H. Schober, Physik. Zeitschr. **38**, 6, 1937.

1) R. Ritschl, Zeitschr. f. Phys. **69**, 578, 1931.
2) R. Ritschl, Zeitschr. f. Phys. **79**, 1, 1932.
3) Fr. Paschen, Ann. d. Phys. **60**, 405, 1919.
4) H. Nagaoka und T. Mishima, Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **13**, 293, 1930; **25**, 223, 1934.
5) R. Ritschl und H. Schober, Physik. Zeitschr. **38**, 6, 1937.

Zahlentafel I

Wellenlänge	Serienbezeichnung	Isotopieverschiebung gemittelt	Isotopieverschiebung Anzahl der Messungen
9665	$2p_{10} - 2s_5$	$17\,R$	5
9534	$2p_5 - 3d_5$	14	2
9486	$2p_{10} - 2s_4$	$12\,R$	2
9459	$2p_5 - 3d_3$	13	1
9425	$2p_8 - 3d_5$	14	2
9326	$2p_3 - 3d_2$	$12\,R$	3
9300	$2p_4 - 3d_3$	16	2
9227	$2p_5 - 3d_4$	17	1
9220	$3p_4 - 3d_1'$	20	1
9201	$2p_5 - 3d_2$	$12\,R$	2
9148	$2p_5 - 3d_2''$	18	1
8866	$2p_{10} - 2s_2$	7	2
8865	$2p_6 - 3d_4$	$19\,R$	2
8783	$2p_2 - 2s_3''$	14	2
8780	$2p_6 - 3d_1''$	20	2
8654	$2p_4 - 2s_3'''$	14	1
8634	$2p_7 - 3d_1'''$	20	1
8591	$2p_5 - 2s_3'''$	17	2
8495	$2p_8 - 3d_4$	$21\,R$	2
8377	$2p_9 - 3d_4'$	21	1
8136	$2p_7 - 2s_3'''$	19	1
7544	$2p_{10} - 3d_6$	$23\,R$	2
7535	$2p_{10} - 3d_5$	$19\,R$	1
7488	$2p_{10} - 3d_3$	$20\,R$	2
7438	$1s_2 - 2p_{10}$	$48\,R$	2
7245	$1s_4 - 2p_{10}$	$51\,R$	3
7173	$1s_2 - 2p_8$	$68\,R$	
7032	$1s_5 - 2p_{10}$	$55\,NR$	4
6929	$1s_2 - 2p_6$	$72\,NR$	
6717	$1s_2 - 2p_5$	$70\,NR$	4
6678	$1s_2 - 2p_4$	$71\,NR$	4
6598	$1s_2 - 2p_3$	$71\,NR$	4
6532	$1s_2 - 2p_7$	$56\,NR$	4
6506	$1s_4 - 2p_8$	$57\,NR$	4
6444	$2p_6 - 3s_5$	30	2
6402	$1s_5 - 2p_9$	$57\,NR$	3
6382	$1s_4 - 2p_7$	$57\,NR$	2
6334	$1s_5 - 2p_6$	$54\,NR$	2
6304	$1s_4 - 2p_6$	$55\,NR$	2
6266	$1s_2 - 2p_3$	$54\,NR$	2
6258	$2p_2 - 4d_3$	36	2
6246	$2p_8 - 3s_5$	29	2
6182	$2p_9 - 3s_5$	$34\,R$	2
6163	$1s_2 - 2p_2$	$55\,NR$	2
6143	$1s_5 - 2p_6$	$55\,NR$	2
6118	$2p_6 - 3s_3$	27	2
6096	$1s_4 - 2p_4$	$56\,NR$	2
6074	$1s_4 - 2p_3$	$56\,NR$	2
6030	$1s_4 - 2p_2$	$57\,NR$	2
5987	$2p_6 - 4d_2$	37	2
5975	$1s_5 - 2p_5$	$55\,NR$	2
5944	$1s_5 - 2p_3$	$56\,NR$	2
5918	$2p_3 - 3s_1'$	32	1
5913	$2p_7 - 4d_2$	26	2
5906	$2p_7 - 4d_1''$	34	1
5881	$1s_5 - 2p_2$	$57\,NR$	2
5852	$1s_2 - 2p_1$	$75\,NR$	2
5820	$2p_8 - 4d_4$	31	2
5689	$2p_{10} - 3s_5$	$32\,R$	3
5684	$2p_1 - 5s_4$	20	1
5662	$2p_{10} - 3s_3'''$	28	4
5656	$2p_7 - 3s_1'''$	39	1
5652	$2p_7 - 3s_1'$	29	3
5562	$2p_5 - 3s_1''$	33	1
5448	$2p_{10} - 3s_2$	30	4
5433	$2p_{10} - 3s_2$	$27\,R$	6

Zahlentafel I (Fortsetzung)

Wellenlänge	Serienbezeichnung	Isotopieverschiebung gemittelt	Isotopieverschiebung Anzahl der Messungen
5400	$1s_4 - 2p_1$	$61\,NR$	2
5343	$2p_{10} - 4d_6$	$31\,R$	2
5341	$2p_{10} - 4d_5$	$38\,R$	2
5333	$2p_5 - 5d_2$	30	4
5330	$2p_{10} - 4d_3$	$41\,R$	3
5326	$2p_{10} - 4d_2$	$28\,R$	4
5304	$2p_7 - 4s_4$	32	3
5298	$2p_4 - 4s_2$	32	2
5280	$2p_5 - 4s_2$	31	6
5274	$2p_5 - 4s_2$	$36\,R$	6
5234	$2p_8 - 4s_5$	33	4
5222	$2p_8 - 4s_4$	35	4
5203	$2p_6 - 5d_1'$	33	2
5188	$2p_9 - 4s_5$	39	8
5151	$2p_7 - 5d_1''$	32	2
5113	$2p_{10} - 3s_1'$	30	3
5080	$2p_8 - 5d_4$	33	4
5074	$2p_8 - 5d_2''$	33	3
5037	$2p_9 - 5d_4'$	33	1
5031	$2p_9 - 5d_1'$	32	3
4944	$2p_6 - 5s_5$	35	2
4939	$2p_6 - 5s_4$	33	5
4928	$2p_2 - 5s_2$	35	2
4892	$2p_7 - 5s_2'''$	33	4
4852	$2p_2 - 5s_1'$	36	2
4837	$2p_{10} - 4s_5$	40	2
4788	$2p_9 - 5s_5$	$41\,R$	2
4758	$2p_6 - 5s_2$	35	2
4725	$2p_6 - 6s_5$	32	3
4721	$2p_6 - 6s_4$	35	5
4717	$2p_7 - 5s_2$	36	2
4687	$2p_6 - 5s_1'''$	42	2
4670	$2p_4 - 6s_2$	34	3
4661	$2p_{10} - 4s_2$	43	3
4649	$2p_8 - 5s_2$	40	3
4617	$2p_8 - 6s_5$	38	2
4614	$2p_8 - 6s_4$	38	3
4488	$2p_{10} - 5s_5$	37	2
4483	$2p_{10} - 5s_4$	34	2
4460	$2p_9 - 7s_5$	35	5
4381	$2p_9 - 8s_5$	$47\,R$	4
4336	$2p_{10} - 5s_2$	36	3
4334	$2p_{10} - 5s_2$	37	1
4306	$2p_{10} - 6s_5$	36	2
4198	$2p_{10} - 7s_5$	37	2
4164	$2p_{10} - 6s_2$	39	1
3701	$1s_2 - 3p_8$	$102\,R$	2
3685	$1s_2 - 3p_7$	$94\,R$	2
3682	$1s_2 - 3p_6$	$96\,R$	2
3633	$1s_2 - 3p_3$	$104\,R$	2
3609	$1s_2 - 3p_{10}$	$80\,R$	2
3600	$1s_2 - 3p_5$	$103\,R$	2
3520	$1s_2 - 3p_1$	$106\,R$	2
3515	$1s_4 - 3p_8$	$84\,R$	2
3510	$1s_5 - 3p_{10}$	$84\,R$	2
3501	$1s_4 - 3p_7$	$83\,R$	2
3498	$1s_4 - 3p_6$	$80\,R$	2
3472	$1s_5 - 3p_9$	$84\,R$	2
3466	$1s_3 - 3p_5$	$81\,R$	2
3464	$1s_5 - 3p_8$	$84\,R$	2
3460	$1s_3 - 3p_2$	$85\,R$	2
3454	$1s_4 - 3p_3$	$83\,R$	2
3450	$1s_5 - 3p_7$	$85\,R$	2
3447	$1s_5 - 3p_6$	$81\,R$	2
3369,9	$1s_5 - 3p_2$	$83\,R$	2
3369,8	$1s_5 - 3p_4$	$83\,R$	2

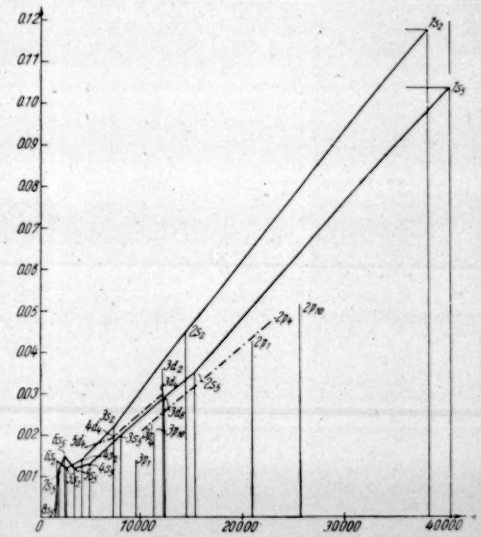
der Meßwerte deutet. Die letzte Spalte gibt entweder die Anzahl der Meßplatten oder sonst die Zahl der unabhängigen Messungen (verschiedene Beobachter) wieder. Die Zahlenwerte der Verschiebung wurden durch Mittelung nach dem quadratischen Fehlergesetz erhalten. Die einzelnen Messungen weichen nicht allzu sehr voneinander ab, lediglich in den ungünstigsten Fällen, nämlich bei kleiner Aufspaltung (Terme mit hoher Hauptquantenzahl) oder beim Ineinanderfallen verschiedener Termkombinationen ergaben sich Fehler, die bis zu ± 5 Einheiten der letzten Stelle gingen. Durch die Neuvermessung aller Linien ergaben sich auch an einzelnen der bereits veröffentlichten Werte der Verschiebung nicht unbeträchtliche Abweichungen. So besitzt die Linie 8865 eine vierfache Aufspaltung, nämlich die der Linie 8865,76 mit der Kombination $2p_{10} - 2s_2$ und einem Komponentenabstand von $7 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} und der Linie 8865,33 mit der Kombination $2p_6 - 3d_4$ und einem Komponentenabstand von $19 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1}.

Aus den Linien wurde genau so wie in der ersten Mitteilung die Verschiebung der Terme gerechnet unter der Annahme, daß die Terme mit der Hauptquantenzahl 8 bereits keine Aufspaltung mehr besitzen. Leider konnte der einzige Term $8s$ nur in der Kombination $2p_9 - 8s_8$ an der Linie 4381 gefunden werden, da alle anderen $8s$-Terme trotz besten Bemühens nicht in genügender Lichtstärke erhalten werden konnten. Dies ist um so mehr bedauerlich, als gerade diese Terme wichtig für die Aufklärung einer noch unten zu besprechenden Beobachtung nötig gewesen wären.

In der nachfolgenden Zahlentafel II sind in den ersten beiden Spalten sowohl die Paschenschen als auch die Bezeichnungen nach Hund und Rasmussen[1]) entsprechend den aus dem Zeeman-Effekt und den Intensitätsregeln gewonnenen Daten angeführt.

Es zeigt sich dabei, daß zwar einerseits die Isotopieaufspaltung bei den kleinen Quantenzahlen eine starke Abnahme mit steigender Hauptquantenzahl besitzt, daß aber andererseits bei größeren Hauptquantenzahlen von 4 aufwärts diese Abnahme sich so zu ändern scheint, als ob die Isotopieverschiebung sich mit der Hauptquantenzahl weniger ändern würde, oder wenn man das beigegebene Schaulinienbild betrachtet, eine mehr asymptotische Annäherung an einen Grenzwert, der größer als Null ist, besitzen würde.

Vergleicht man dieses Schaulinienbild mit jenem der ersten Arbeit, so fällt wohl auf, daß im



Isotopieaufspaltung beim Neon
in Abhängigkeit von den Quantenzahlen und Serien.

Bereich der kleinen Hauptquantenzahlen entsprechend dem größeren jetzt zur Verfügung stehenden Meßmaterial die Kurven gerader und ausgeglichener sind als früher, daß aber auch das Umbiegen der Kurven bei den Hauptquantenzahlen größer als 4 bei ziemlich allen Serien aufzutreten scheint.

Der Grund für ein Umbiegen der Kurven bei höheren Hauptquantenzahlen ist auf Grund des vorliegenden Materials allein wohl nicht zu klären und es ist auch durchaus die Möglichkeit nicht auszuschließen, daß diese Erscheinung gar nicht physikalisch bedingt ist. Denn einmal konnte trotz aller Bemühungen für die wichtige Bezugsstelle $8s$ nur eine einzige Linie gemessen werden. (Die Terme mit $7s$ und noch kleineren Hauptquantenzahlen kommen häufiger und auch in verschiedenen Kombinationen vor.) Außerdem ist in Anbetracht der geringen Term-

[1]) Fr. Hund, Linienspektren und periodisches System der Elemente. Verlag Julius Springer, Berlin 1927, S. 199; E. Rasmussen, Dissertation. Verlag Danske Erhuersus Annoncebureaus Vorlag, Kopenhagen 1932.

Zahlentafel II

Termbezeichnung nach Paschen	Termbezeichnung nach Hund	Termgröße	Isotopieverschiebung
$1s_2$	1^1P_1	38,040	118 R
$1s_3$	1^3P_0	39,310	102 R
$1s_4$	1^3P_1	39,470	104 R
$1s_5$	1^3P_2	39,887	104 R
$2p_1$	2^1S_0	20,958	43 R
$2p_2$	2^3P_1	22,891	47 R
$2p_3$	2^3P_0	23,012	47 R
$2p_4$	2^3P_2	23,070	48 R
$2p_5$	2^1P_1	23,157	48 R
$2p_6$	2^3D_2	23,613	48 R
$2p_7$	2^1D_1	23,807	48 R
$2p_8$	2^1D_2	24,105	50 R
$2p_9$	2^3D_3	24,272	47 R
$2p_{10}$	2^3S_1	25,671	52 R
$2s_2$	2^1P_1	14,395	45
$2s_4$	2^3P_1	15,133	40 R
$2s_5$	2^3P_2	15,328	35 R
$2s''$	2^1D_2	11,509	33
$2s'''_2$	2^1F_3	11,519	34
$2s'''_1$	2^3F_2	11,521	30
$3d_2$	3^3D_1	12,292	36 R
$3d_3$	3^3P_2	12,322	32 R
$3d_4$	3^3F_3	12,337	30 R
$3d_5$	3^3P_1	12,405	33 R
$3d_6$	3^3P_0	12,419	29 R
$3d'_1$	3^3D_3	12,228	28
$3d''_1$	3^3D_2	12,230	29
$3d'_4$	3^3F_4	12,339	26
$3p_1$	3^1S_0	9,643	12 R
$3p_2$	3^3P_1	10,221	19 R
$3p_3$	3^3P_0	10,528	18 R
$3p_4$	3^3P_2	10,220	21 R
$3p_5$	3^1P_1	10,272	18 R
$3p_6$	3^3D_2	10,891	23 R
$3p_7$	3^1D_2	10,916	21 R
$3p_8$	3^1D_2	11,030	19 R
$3p_9$	3^3D_3	11,098	20 R
$3p_{10}$	3^3S_1	11,411	21 R
$3s_2$	3^1P_1	7,272	25 R
$3s_3$	3^3P_0	7,323	21 R
$3s_4$	3^3P_1	8,016	24 R
$3s_5$	3^3P_2	8,101	21 R
$3s'_1$	3^1P_1	6,122	18
$3s''_1$	3^1D_2	6,132	17
$3s'''_2$	3^1F_3	6,134	16
$3s'''_1$	3^3F_2	6,134	11
$4d_2$	4^3D_1	6,902	24
$4d_3$	4^3P_2	6,917	11 R
$4d_4$	4^3F_3	6,928	19 R
$4d_5$	4^3P_1	6,954	14 R
$4d_6$	4^3P_0	6,961	21 R
$4d''_1$	4^3D_2	6,882	14
$4s_2$	4^3P_1	4,201	14
$4s_3$	4^3P_0	4,223	17
$4s_4$	4^1P_1	4,962	15
$4s_5$	4^3P_2	5,004	14^+ (R=10)

Zahlentafel II (Fortsetzung)

Termbezeichnung nach Paschen	Termbezeichnung nach Hund	Termgröße	Isotopieverschiebung
$5d_2$	5^3D_1	4,413	18
$5d_4$	5^3F_3	4,427	12
$5d_5$	5^3P_1	4,441	17
$5d''_1$	5^3D_3	4,403	14
$5d'''_1$	5^3D_2	4,403	16
$5d'_4$	5^3F_4	4,403	14
$5s_2$	5^1P_1	2,605	12
$5s_3$	5^3P_0	2,616	15
$5s_4$	5^3P_1	3,372	15
$5s_5$	5^3P_2	3,396	12
$5s'''_2$	5^1F_3	2,287	6
$5s'''_1$	5^3F_2	2,289	7
$6s_2$	6^1P_1	1,668	14
$6s_4$	6^3P_1	2,440	15
$6s_5$	6^3P_2	2,456	15
$7s_5$	7^3P_2	1,849	14
$8s_5$	8^3P_2	1,147	0

aufspaltung auch die relative Meßgenauigkeit bei den hochquantigen Termen wesentlich herabgemindert. Hierzu sei noch die folgende Bemerkung gemacht. Die oben angegebene durchschnittliche Genauigkeit von ± 5 Einheiten der letzten Stelle im äußersten Falle gilt für die einzelnen Linien. Berechnet man die Terme aus verschiedenen Linienkombinationen, so bewegt sich die Genauigkeit im wesentlichen in den gleichen Grenzen, d. h. das Umbiegen der Kurven kann also nicht auf die Fehlerstreuung zurückgeführt werden. Erwähnt sei nur ein einziger Fall, in welchem der Fehler über diesen Wert hinausgeht. Berechnet man aus der Kombination der Linie 4788, die allerdings auffallend geringe Meßgenauigkeit besitzt, und der Linie 4381 den Wert des Termes $5s_5$, so erhält man hierfür $6 \cdot 10^{-3}$, während die Linie 4944 und der bereits in der letzten Arbeit gefundene Wert für $2p_6$ den Term $5s_5$ als $12 \cdot 10^{-3}$ ergibt. Es würde sich also hier ein Unterschied von 6 und nicht, wie oben erwähnt, 5 Einheiten der letzten Stelle ergeben, doch ist dies ein ganz besonderer Ausnahmefall. Auch die von verschiedenen Beobachtern erhaltenen Werte bleiben innerhalb der erwähnten Fehlergenauigkeit.

Von Bedeutung erscheint jedoch, daß gerade bei den Linien mit hohen Hauptquantenzahlen auch die nicht auf Isotopieeffekt beruhenden Aufspaltungen (elektrisches Feld) usw. bedeutend werden.

Es gibt andererseits aber auch wieder durchaus verständliche Erklärungsmöglichkeiten aus

der Struktur des Atoms. Die Isotopieverschiebung beim Neon setzt sich ja bekanntlich, wie schon Eckart und Hughes[1]) und Bartlett[2]) gezeigt haben, aus zwei Teilen zusammen, von denen der eine auf den verschiedenen Gravitationskräften infolge der beiden verschiedenen Kernmassen, der andere aber größenordnungsmäßig gleiche Teil auf einer Beeinflussung der Bewegung des Leuchtelektrons durch die übrigen Elektronen beruht.

Es ist daher grundsätzlich nicht auszuschließen, daß dieses zweite Glied der Isotopieverschiebung bei höheren Hauptquantenzahlen noch ganz wesentlich ausgiebiger wird und damit das Umbiegen der Kurven erzeugt. Die rechnerische Erfassung dieser Frage ist bisher aber noch nicht gelungen, eine diesbezügliche Arbeit ist jedoch im Gange.

Ein der Verschiebung beigesetztes + bedeutet, daß die Streuung der aus den verschiedenen Linien für den Term berechneten Werte auffallend groß ist und die bei den anderen Termen bemerkte wesentlich übersteigt.

Der Verfasser dankt Herrn Präsident Stark für die liebenswürdige Erlaubnis, die Arbeit in seinem Laboratorium in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausführen zu dürfen sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Arbeitsgemeinschaft österreichischer Hochschullehrer für die Ermöglichung der Arbeit durch geldliche Beihilfe. Herr Dr. R. Ritschl hat in liebenswürdiger Weise bei den Aufnahmen und Herr Hauptmann Stössel bei der Ausmessung der Platten geholfen, wofür den beiden Herren noch gesonderter Dank ausgesprochen sei.

1) D. Hughes und C. Eckart, Phys. Rev. **36**, 694, 1930.
2) J. H. Bartlett, Phys. Rev. **37**, 327, 1931.

Berlin-Charlottenburg, im Dezember 1938.

(Eingegangen 23. Dezember 1938)

Über die Intensitätsverteilung und die Halbwertbreite der Neonlinien insbesondere bei tiefen Temperaturen[1])

Von Kurt Krämer

Nach den Arbeiten von W. Schütz und H. Schillbach[2]) bieten die gelbroten Neonlinien eine Möglichkeit, den Einfluß der Lebensdauer des Ausgangszustandes der Absorption auf die natürliche Breite der Spektrallinien festzustellen. Durch die Mitteilung der ersten Ergebnisse veranlaßt, haben E. Lau und seine Mitarbeiter[1]) nach zwei anderen Methoden entsprechende Versuche angestellt und sind bezüglich der Absolutwerte der natürlichen Linienbreite zu abweichenden Ergebnissen gelangt. Schütz hat seine Auffassung, daß die Ursache der Abweichung in den von Lau für die Prüfung der Fragestellung ungünstig gewählten Versuchsbedingungen zu suchen ist, durch Versuche begründet[2]). Im Verlauf dieser Untersuchung wurde unter anderem auch die Breite der gelbroten Neonlinien beobachtet, die von einem mit flüssiger Luft gekühlten Entladungsrohr senkrecht zur Entladungsbahn ausgesandt werden. Die Beobachtungsergebnisse ließen es nicht aussichtslos erscheinen, unter diesen neuen Versuchsbedingungen zu einer Neubestimmung der natürlichen Linienbreite der gelbroten Neonlinien zu gelangen, und veranlaßten umfangreiche Messungen der Halbwertbreite bzw. der Intensitätsverteilung dieser Linien. Über die Durchführung und die Ergebnisse der Versuche wird in den §§ 1—4 der vorliegenden Arbeit berichtet. Außerdem wurde die Untersuchung der Halbwertbreite der Linien bei Zimmertemperatur und deren Gang mit der Stromdichte und dem Querschnitt des Entladungsrohres vervollständigt. Das gesamte Beobachtungsmaterial ist in § 5 zusammengestellt.

§ 1. Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung war im wesentlichen dieselbe, die schon in der Arbeit von W. Schütz, H. Schillbach und K. Krämer[3]) benutzt worden ist. Als Lichtquelle diente ein U-förmiges Entladungsrohr mit zylindrischen Aluminiumelektroden. Das Entladungsrohr war aus Rohrstücken von 1,5; 3 und 7 mm Weite zusammengesetzt, um unter im übrigen gleichen Versuchsbedingungen den Einfluß des Rohrquerschnitts auf die Linienbreite feststellen zu können (s. Fig. 1).

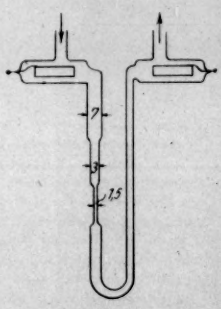


Fig. 1. Entladungsrohr.

1) Dissertation Königsberg 1937.
2) W. Schütz, Naturwiss. **20**, 64, 1932; Ann. d. Phys. **18**, 705, 1933. H. Schillbach, Ann. d. Phys. **18**, 721, 1933.

1) E. Lau, O. Reichenheim und J. Johannesson, Ann. d. Phys. **18**, 97, 1933. E. Lau und J. Johannesson, Physik. Zeitschr. **35**, 457, 1934.
2) W. Schütz, H. Schillbach und K. Krämer, Physik. Zeitschr. **36**, 406, 1935.
3) W. Schütz, H. Schillbach und K. Krämer, Physik. Zeitschr. **36**, 406, 1935.

Während der Aufnahmen bei tiefen Temperaturen tauchte das U-Rohr in ein Dewargefäß mit flüssiger Luft. Durch einen unversilberten Längsstreifen des Gefäßes wurde die ausgesandte Strahlung beobachtet.

Der Druck des Neons im Entladungsrohr betrug 2 mm *Hg*. Um Verunreinigungen durch Fremdgase zu vermeiden, zirkulierte das Edelgas über glühendem Kupferoxyd und über mit flüssiger Luft gekühlter Aktivkohle. Als Gleichstromquelle stand ein Motor-Generator-Aggregat mit einer hochspannungsseitigen Leistung von 1 kW zur Verfügung (5000 V, 200 mA). Die Zündspannung des Entladungsrohres war wesentlich größer als die Brennspannung. Es war deshalb zweckmäßig, die Entladung mit einem Hochfrequenzstoß zu zünden.

Das Kernstück der optischen Anordnung war ein Pérot-Fabry-Interferometer mit 30,3 mm Plattenabstand, welches in zwei verschiedenen Anordnungen verwendet wurde. Bei der ersten Anordnung besorgte ein Geradsichtspektrograph die grobe Zerlegung der Strahlung, und das Interferometer stand im parallelen Strahlengang zwischen der Kollimatorlinse und den beiden Geradsichtprismen. Bei der zweiten Anordnung stand das Interferometer zwischen dem Entladungsrohr und einem Dreiprismenspektrographen, und das Interferenzsystem wurde mit Hilfe eines Achromaten auf dem Spalt des Spektrographen abgebildet. Die mit der zweiten Anordnung bestimmten Halbwertbreiten waren im Mittel um 0,8 mÅ größer, als die entsprechenden mit der ersten Anordnung gemessenen Halbwertbreiten. Die Ursache dieses Unterschiedes ist in der geringeren Lineardispersion des zweiten Spektrographen zu suchen, die zwischen $\lambda = 5852$ Å und $\lambda = 6402$ Å nur ein Drittel der des Geradsichtspektrographen betrug. Infolgedessen mußte, um eine Überlagerung benachbarter Linien zu vermeiden, die Spaltbreite des Dreiprismenspektrographen geringer als die des Geradsichtspektrographen gewählt werden. Da aber die Spaltbreite die Länge der aus dem Interferenzsystem ausgeschnittenen Segmente, d. h. die Höhe der vom Pérot-Fabry-Interferometer entworfenen Spektra bestimmt, mußte auch bei der Auswertung der photographischen Aufnahmen die Spalthöhe des Photometers geringer gemacht werden. Damit ist naturgemäß eine Verminderung des Auflösungsvermögens des Photometers verbunden, und die Linie wird zu breit gemessen. Trotz dieser Mängel war diese Anordnung aus Intensitätsgründen für die unter Verwendung der 7-mm-Kapillare angestellten Messungen unentbehrlich. Zum Angleich an die übrigen Beobachtungen wurden die nach dieser Methode bestimmten Halbwertbreiten um 0,8 mÅ korrigiert.

Zu den photographischen Aufnahmen wurden folgende Plattensorten verwendet: Ilford-soft-gradation, Agfa-Superpan und Agfa-J. S. S.-Platten. Die Platten wurden mit Metol-Hydrochinon entwickelt. Für die photometrischen Arbeiten stand das von W. Schütz[1]) beschriebene Photometer zur Verfügung.

Die Versilberung der Platten des Pérot-Fabry-Interferometers wurde einmal im Verlauf der Untersuchungen erneuert. Das Reflexionsvermögen der beiden Platten ist sowohl zu Anfang als auch gegen Ende der Versuche durch die Ermittlung der Intensitätsverteilung der Linie 6096 Å mit dem 1,1 mm Etalon zu $r^2 = 0{,}82$ bestimmt worden[2]).

§ 2. Methoden zur Bestimmung der Halbwertbreite und der Intensitätsverteilung der Linien

Es wurde nach zwei Methoden gearbeitet. Die erste Methode ergibt die Halbwertbreite der Linien aus zwei gleich lang belichteten Aufnahmen, von denen die eine bei unverminderter Intensität, die andere bei 50 prozentiger Schwächung der Intensität gemacht wurde. Die Halbwertbreite, definiert als Abstand der beiden Wellenlängen, für welche die Intensität die Hälfte derjenigen der Linienmitte beträgt, kann aus der Schwärzungskurve der ungeschwächten Linie und aus der maximalen Schwärzung in der Mitte der geschwächten Linie ermittelt werden. Die Schwächung der Lichtintensität um 50 Proz. wurde mit einer rotierenden Sektorscheibe vorgenommen, nachdem Kontrollversuche mit zwei Nicols die Zulässigkeit des Verfahrens erwiesen hatten.

Die Methode setzt voraus, daß die Intensität während der beiden Aufnahmen konstant ist. Wiederholte Kontrollversuche ergaben, daß diese Forderung erfüllt ist. Eine Schwierigkeit tritt nur bei Kühlung des Entladungsrohres mit flüssiger Luft ein, weil im Verlauf des Versuches die flüssige Luft trübe wird und dadurch die Intensität während der beiden Aufnahmen eine nicht zu kontrollierende Schwächung erfährt.

Die zweite Methode ergibt aus der Schwärzungskurve der Linie und der Schwärzungskurve der photographischen Platte den vollständigen Intensitätsverlauf der Linie und damit auch die Halbwertbreite der Linie. Die Trübung der flüssigen Luft hat auf die Ergebnisse dieser Methode keinen Einfluß. Zur Bestimmung der Schwärzungskurve der photographischen Platte

1) W. Schütz, Physik. Zeitschr. **34**, 566, 1933.
2) W. Schütz, H. Schillbach und K. Krämer, Physik. Zeitschr. **36**, 406, 1935.

wird das Interferometer aus dem Strahlengang entfernt, und vor dem Spalt des Spektrographen ein rotierender Stufensektor mit vier Stufen angebracht. Man erhält bei der Aufnahme in jeder Spektrallinie vier Schwärzungen, denen die vier aus den Größen der Sektoröffnungen zu berechnenden Intensitätswerte zuzuordnen sind. Die Öffnungen sind so gewählt, daß die Aufnahme der Intensitätsmarken mit der gleichen Belichtungszeit wie die Aufnahme der Linie gemacht werden kann. Die photometrische Auswertung dieser Intensitätsmarken ergibt die Schwärzungskurve der photographischen Platte.

Innerhalb der Meßgenauigkeit stimmen die nach beiden Methoden ermittelten Halbwertbreiten überein. Bei beiden Methoden hat man während der Aufnahmen auf die Zimmertemperatur und den Luftdruck zu achten. Etwaige durch Temperatur- oder Luftdruckänderungen hervorgerufene Dichteänderungen der zwischen den Etalonplatten befindlichen Luft, bedingen eine Änderung des optischen Weges für das untersuchte Licht[1]). Dadurch wird eine Verschiebung der Interferenzsysteme der Linien hervorgerufen, die sich in einer Verbreiterung der beobachteten Halbwertbreiten äußert.

§ 3. Ergebnisse der Untersuchung bei Verwendung des mit flüssiger Luft gekühlten Entladungsrohres

Die untersuchten Neonlinien sind in Gruppen mit gleichem Ausgangsterm geordnet in folgender Tabelle zusammengestellt.

Übergang	Wellenlänge in Å	Liniennummer
p_1–s_2	5852	1
p_2–s_2	6598	18
p_2–s_3	6163	9
p_2–s_4	6029	5
p_2–s_5	5881	2
p_4–s_2	6678	19
p_4–s_4	6096	7
p_4–s_5	5945	3

Diese Linien sind zum Teil auch in den erwähnten Arbeiten von W. Schütz und Mitarbeitern und den Arbeiten von E. Lau und Mitarbeitern untersucht worden.

A. Halbwertbreiten

Die in den folgenden Tabellen mitgeteilten Werte für die beobachteten Halbwertbreiten sind in mÅ (1 Å = 1000 mÅ) angegeben und stellen Mittelwerte aus den Ergebnissen von mehreren zeitlich meist weit auseinanderliegenden Meßreihen dar. Jede Meßreihe besteht selbst wieder aus mehreren unabhängigen Messungen mit neu justiertem Interferometer. Die Zahl aller Messungen, die in einem Mittelwert zusammengefaßt sind, ist jeweils in Klammern angegeben. Eine Korrektion ist an den Werten noch nicht angebracht, nur die Werte, die unter Verwendung des Dreiprismenspektrographen ermittelt wurden, sind um 0,8 mÅ korrigiert (s. Seite 82). Wir halten die in den Tabellen angegebenen Werte auf ± 1 mÅ für sicher.

Tabelle I. Zusammenstellung der Mittelwerte der gemessenen Halbwertbreiten der Neonlinien Entladungsrohr mit flüssiger Luft gekühlt. Einheit der Halbwertbreite 1 mÅ = 10^{-3} Å
Die Zahl in den Klammern gibt an, wieviel Einzelmessungen in dem Mittelwert vereinigt sind

Kapillare in mm	Stromstärke in mA	Stromdichte in mA/mm²	p_1–s_2 5852 Å Nr. 1	p_2–s_5 5881 Å Nr. 2	p_4–s_5 5945 Å Nr. 3	p_2–s_4 6029 Å Nr. 5	p_4–s_4 6096 Å Nr. 7	p_2–s_3 6163 Å Nr. 9	p_2–s_2 6598 Å Nr. 18	p_4–s_2 6678 Å Nr. 19
7	10	0,26	17,4 (7)	13,0 (7)	14,7 (7)	12,9 (7)	16,5 (7)	14,3 (7)	21,6 (7)	—
	17	0,45	17,6 (7)	13,1 (7)	15,2 (7)	13,2 (7)	16,6 (7)	14,3 (7)	22,2 (7)	—
	30	0,78	17,7 (7)	13,3 (7)	15,5 (7)	13,1 (7)	16,8 (7)	14,6 (7)	22,8 (7)	—
3	10	1,42	19,3 (8)	13,0 (8)	15,3 (8)	13,2 (8)	18,4 (8)	15,5 (8)	23,4 (8)	—
	17	2,41	20,0 (14)	13,9 (8)	15,7 (14)	13,5 (8)	18,9 (14)	15,6 (8)	24,9 (8)	—
	30	4,25	21,8 (12)	14,1 (8)	17,0 (12)	13,8 (8)	19,6 (12)	16,0 (8)	26,0 (8)	29,4 (5)
1,5	17	9,61	21,9 (3)	—	16,8 (4)	—	19,0 (4)	—	26,1 (3)	31,6 (3)

1) Die Änderung des optischen Weges ist für die mittlere Wellenlänge $\lambda = 6000$ Å: bei 1° Temperaturzunahme $-0{,}1\,\lambda$, bei 1 mm *Hg* Druckzunahme $+0{,}05\,\lambda$. Die bei Temperaturzunahme erfolgende Verkürzung des optischen Weges wirkt günstigerweise der gleichzeitig stattfindenden Vergrößerung des Etalonabstandes entgegen.

Ausgenommen davon sind die Werte für die Linie Nr. 19. Hier konnte diese Genauigkeit wegen der langen Belichtungszeiten, die bis auf 4 Stunden ausgedehnt werden mußten, nicht erreicht werden.

Bei der Durchsicht der Tabelle I sind folgende Gesetzmäßigkeiten ohne weiteres zu erkennen:

1. Die Halbwertbreiten sämtlicher Linien nehmen mit der Stromdichte zu.
2. Bei gleichen Erregungsbedingungen sind die Halbwertbreiten der mit dem s_2-Term kombinierenden Linien Nr. 1, Nr. 18 und Nr. 19 größer als die Breiten der mit den s_3-, s_4-, s_5-Termen kombinierenden Linien.
3. Die Halbwertbreiten der s_3-, s_4-, s_5-Linien Nr. 2, Nr. 3, Nr. 5, Nr. 7 und Nr. 9 zeigen keinen systematischen Gang mit der Wellenlänge.
4. Die Zunahme der Halbwertbreiten mit der Stromdichte ist für die s_2-Linien (Nr. 1 und Nr. 18) größer als für die s_3-, s_4-, s_5-Linien. Kleine Unterschiede in der Zunahme weisen die Linien Nr. 2, Nr. 5, Nr. 9 einerseits und die Linien Nr. 3, Nr. 7 andrerseits auf.

Zur Erklärung der gefundenen Gesetzmäßigkeiten nehmen wir an, daß die geringe Zunahme der Breiten der Linien Nr. 2, Nr. 5 und Nr. 9 mit der Stromdichte in erster Linie durch die Zunahme der Dopplerbreite verursacht ist. Die Dopplerbreite nimmt zu, da die Temperatur des leuchtenden Gases mit zunehmender Stromdichte anwächst. Die stärkere Zunahme der Breiten der Linien Nr. 1, Nr. 3, Nr. 7 und Nr. 18 mit der Stromdichte weist darauf hin, daß weitere Faktoren von Einfluß sind. Als solche kommen die Selbstabsorption und die Selbstumkehr[1]) der Linien in Frage; außerdem aber auch die mit wachsender Stromdichte zunehmende Wechselwirkung der angeregten Atome infolge zunehmender Dichte der angeregten Atome.

Wir nehmen daher weiter an, daß für das Verhalten der Linien Nr. 3 und Nr. 7 die Selbstabsorption und für das Verhalten der Linien Nr. 1 und Nr. 18 die Wechselwirkung der Atome verantwortlich zu machen ist. Diese Annahmen finden ihre Bestätigung durch die Ergebnisse der Auswertung der gemessenen Intensitätsverteilungen.

B. Intensitätsverteilungen

Bei der Diskussion der Halbwertbreiten haben wir festgestellt, daß sich die untersuchten Linien in drei Gruppen einteilen lassen. Als typische Vertreter dieser Gruppen werden in den folgenden Figuren und auch in der Besprechung der Intensitätsverteilungen die Linien Nr. 1, Nr. 3 und Nr. 5 behandelt. Die Linie p_1–s_2 5852 Å (Nr. 1) zeigt das charakteristische Aussehen der s_2-Linien, die Linie p_4–s_5 5945 Å (Nr. 3) das der verbreiterten s_3-, s_4-, s_5-Linien, die Linie p_2–s_4 6029 Å (Nr. 5) das der schmalen s_3-, s_4-, s_5-Linien.

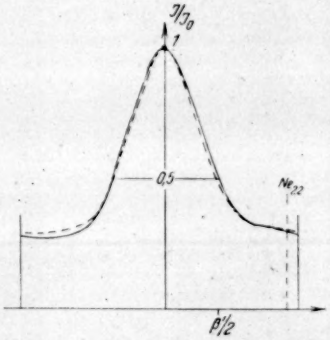


Fig. 2.
Intensitätsverteilung der Neonlinie p_1–s_2 5852 Å Nr. 1. 3 mm Kapillare, Stromstärke $i = 17$ mA.
—— Beobachtet mit Halbwertbreite $\beta' = 20{,}8$ mÅ.
– – – Berechnet mit Dopplerbreite $\delta = 9{,}2$ mÅ, Dispersionsbreite $w' = 11$ mÅ und Apparatbreite.

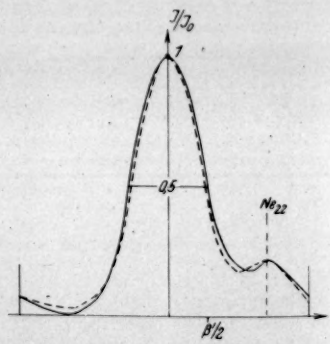


Fig. 3.
Intensitätsverteilung der Neonlinie p_4–s_5 5945 Å Nr. 3. 3 mm Kapillare, Stromstärke $i = 17$ mA.
—— Beobachtet mit Halbwertbreite $\beta' = 15{,}8$ mÅ.
– – – Berechnet mit Dopplerbreite $\delta = 9{,}4$ mÅ, der aus dem Intensitätsverhältnis $J'/J = 0{,}19$ sich ergebenden Selbstabsorption und Apparatbreite.

1) Die Resonanzlinie des angeregten Neons p_9–s_8 6402 Å war deutlich selbstumgekehrt.

Die in den ausgezogenen Kurven der Fig. 2, 3 und 4 dargestellten Intensitätsverteilungen wurden bei Verwendung der 3-mm-Kapillare und der Stromstärke $i = 17$ mA beobachtet.

Wie man aus den Figuren ersieht, weisen die beobachteten Intensitätsverteilungen zwei charakteristische Unterschiede auf. Erstens nimmt die Intensität am Rande der Linien Nr. 3 und Nr. 5 fast bis auf Null ab; bei der s_2-Linie (Nr. 1) beträgt dagegen die Randintensität rund ein Viertel der Intensität der Linienmitte. Zweitens zeigt die Intensität der Linien Nr. 3 und Nr. 5 auf der kurzwelligen Seite eine Erhebung, welche bei der Linie Nr. 1 nur sehr schwach angedeutet ist. Die Erhebung hat ihre Ursache in der Anwesenheit des Ne_{22}-Isotopes. Es ist bemerkenswert, daß trotz des größeren Abstandes des Trabanten von der Hauptlinie (s. Seite 86) bei der Linie Nr. 1 die Einsattlung zwischen der Hauptlinie und dem Trabanten nur so schwach zum Ausdruck kommt.

Für die weitere Auswertung der Intensitätsverteilungskurven, welche die Feststellung der die Intensitätsverteilung bewirkenden Ursachen zum Ziele hat, ist man auf ein synthetisches Verfahren angewiesen. Man berechnet unter Zugrundelegung einfachster Annahmen Intensitätsverteilungen und vergleicht damit die beobachteten Kurven. Aus der Übereinstimmung von beobachteten und berechneten Kurven schließt man auf die Richtigkeit der gemachten Annahmen und das Wirken der angenommenen Ursachen. Die Willkür, die diesem Verfahren anzuhaften scheint, ist, wie die praktische Anwendung zeigt, erstaunlich gering, obwohl nur über die Größe der Apparatbreite zu Beginn der Rechnung eine sichere Aussage zur Verfügung steht.

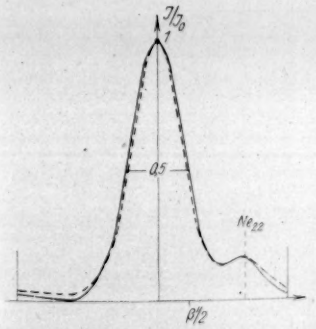


Fig. 4.
Intensitätsverteilung der Neonlinie p_2–s_4 6029 Å. Nr. 5. 3 mm Kapillare, Stromstärke $i = 17$ mA.
—— Beobachtet mit Halbwertbreite $\delta' = 13{,}4$ mÅ.
– – – Berechnet mit Dopplerbreite $\delta = 9{,}5$ mÅ, der aus dem Intensitätsverhältnis $J'/J = 0{,}13$ sich ergebenden Selbstabsorption und Apparatbreite.

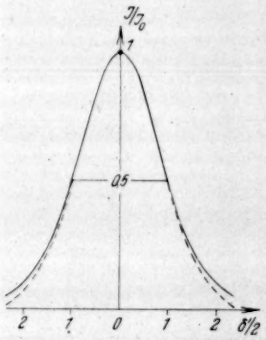


Fig. 5.
Die ausgezogene Kurve zeigt die durch graphische Integration von Dopplerverteilung $\left(J = J_0 e^{-\frac{\mu^2}{(\delta/2)^2}\ln 2}\right)$ und Apparatverteilung $\left(J = J_0 \frac{(1-r^2)^2}{(1+r^4-2r^2\cdot\cos\cdot q)}\right)$ erhaltene Intensitätsverteilung für die Wellenlänge $\lambda = 6000$ Å, ausgehend von einer Dopplerbreite $\delta = 12$ mÅ und einem für unsere Etalonplatten zutreffenden Reflexionsvermögen von $r^2 = 0{,}82$. Die gestrichelt gezeichnete Kurve stellt die Dopplerverteilung der gleichen Linie für die Dopplerbreite $\delta' = 14{,}1$ mÅ (12 mÅ $+ 2{,}1$ mÅ) dar.

Bei der Berechnung von Intensitätsverteilungen haben wir in erster Linie die Dopplerbreite, die Apparatbreite und den Trabanten in Betracht zu ziehen. Da die Temperatur des leuchtenden Gases unbekannt ist, und auch nicht unmittelbar aus den beobachteten Halbwertbreiten abgelesen werden kann, ist zunächst nur über die Größe der Apparatbreite eine sichere Aussage möglich.

Die Größe der Apparatbreite ergibt sich aus der mit Hilfe des 1,1-mm-Etalons berechneten Intensitätsverteilung für das 30,3-mm-Etalon zu 3,9 mÅ[1]). Um den Einfluß der Apparatbreite auf die Dopplerbreite festzustellen, wurde unter der Annahme einer bestimmten Dopplerbreite die Intensitätsverteilung mit Berücksichtigung der Apparatbreite berechnet. Das Ergebnis zeigt Fig. 5. Man erkennt, daß die resultierende Intensitätsverteilung von einer reinen Dopplerverteilung abweicht. Die Halbwertbreite der Linie erscheint gegenüber der angenommenen

1) W. Schütz, H. Schillbach und K. Krämer, Physik. Zeitschr. **38**, 406, 1935.

Dopplerbreite um 2,1 mÅ vergrößert. Die Apparatbreite von 3,9 mÅ geht demnach nicht in vollem Betrag additiv in die beobachtete Breite ein.

Als weitere, die Intensitätsverteilung bestimmende Ursache ist die Selbstabsorption in Betracht zu ziehen. W. Schütz hat bei der Diskussion der früher durchgeführten Messungen die Vermutung ausgesprochen, daß die s_3-, s_4-, s_5-Linien durch Selbstabsorption verbreitert sind und mich darauf hingewiesen, daß das bei der Temperatur der flüssigen Luft beobachtete Intensitätsverhältnis von Trabant zu Hauptlinie (J'/J) eine Abschätzung der Größe der Selbstabsorption ermöglicht. Da jedoch die Intensität der Hauptlinie am Orte des Trabanten noch nicht auf Null abgenommen hat, ist bei der Abschätzung das Intensitätsverhältnis unter Zugrundelegung des Intensitätsverlaufs auf der langwelligen Seite der Linien zu korrigieren. In Tabelle II sind in der ersten Horizontalreihe die beobachteten Intensitätsverhältnisse, in der zweiten Horizontalreihe die bei der Berechnung der Intensitätsverteilungen benutzten korrigierten Intensitätsverhältnisse von Trabant zu Hauptlinie (J'/J) zusammengestellt.

Tabelle II

Verhältnis der Intensität des Trabanten zur Intensität der Hauptlinie

3 mm Kapillare, Stromstärke $i = 17$ mA

	p_2–s_5 5881 Å Nr. 2	p_4–s_5 5945 Å Nr. 3	p_2–s_4 6029 Å Nr. 5	p_4–s_4 6096 Å Nr. 7	p_2–s_3 6163 Å Nr. 9
(J'/J) beobachtet	0,18	0,22	0,17	0,28	0,20
(J'/J) korrigiert	—	0,19	0,13	—	—
$\mathfrak{N} \cdot 10^{-11}$	1,09	1,59	0,6	2,15	1,32

Aus den Daten der Tabelle geht hervor, daß das beobachtete Intensitätsverhältnis für die einzelnen Linien verschieden groß und durchweg größer ist, als das aus dem Atomgewicht des Gemisches zu 0,11 errechnete Verhältnis. Da aber der Abstand des Trabanten von der Hauptlinie bei diesen Linien praktisch gleich ist[1]), kann die verschiedene Größe des beobachteten Intensitätsverhältnisses nur durch verschieden große Selbstabsorption der Hauptlinien hervorgerufen sein.

In der dritten Zeile der Tabelle II sind die von R. Ladenburg und H. Kopfermann[1]) bei einer Stromdichte von 0,76 mA/mm² in einer 10 mm weiten Kapillare gemessenen Dichten der diesen Linien zugeordneten Dispersionselektronen angegeben. Da die Selbstabsorption der Dichte der Dispersionselektronen proportional ist, bestätigt der Gang des Intensitätsverhältnisses (J'/J) mit der Dichte der Dispersionselektronen den Schluß auf die Wirkung der Selbstabsorption.

Die in § 3 A erwähnten Unterschiede in der Breite der s_3-, s_4-, s_5-Linien werden demnach durch die bei den einzelnen Linien verschieden starke Verbreiterung infolge Selbstabsorption verursacht. Die verschiedene Abhängigkeit der Halbwertbreite dieser Linien von der Stromdichte ist durch die Abhängigkeit der Selbstabsorption von der Dichte der Dispersionselektronen zu erklären, die mit der Stromdichte zunimmt.

Wie die Fig. 3 und Fig. 4 zeigen, stimmen die für die Linien p_4–s_5 5945 Å (Nr. 3) und p_2–s_4 6029 Å (Nr. 5) mit Berücksichtigung von Dopplerbreite, Apparatbreite, Selbstabsorption und Trabant berechneten Intensitätsverteilungen mit den beobachteten Intensitätsverteilungen der Form nach überein. Die zwischen der beobachteten und der berechneten Intensitätsverteilung auftretende Breitedifferenz von ungefähr 1,5 mÅ beruht auf einer durch das endliche Auflösungsvermögen des Photometers und der photographischen Platte hervorgerufenen Verbreiterung.

Die aus den berechneten Intensitätsverteilungen der Linien Nr. 3 und Nr. 5 durch die Dopplerbreite festgelegte Temperatur beträgt $T = 96° K$; d. h. die Temperatur des leuchtenden Gases liegt nur um 10° über der Temperatur der flüssigen Luft. Wenn aber mit größerer Dopplerbreite, also höherer Temperatur, und mit kleinerer Selbstabsorption gerechnet wurde, dann war die durch den Trabanten hervorgerufene Erhebung in der berechneten Intensitätsverteilung nicht zum Ausdruck zu bringen.

Es mag noch ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß die Übereinstimmung zwischen beobachteter und berechneter Intensitätsverteilung bei den Linien Nr. 3 und Nr. 5 ohne Berücksichtigung einer zusätzlichen Dispersionsbreite erreicht wird.

1) Nach G. Hansen, Naturwiss. **15**, 163, 1927, beträgt der Abstand des Trabanten von der Hauptlinie für die hier untersuchten Linien in mÅ:

p_1–s_2 5852 Å (Nr. 1): 26,0;
p_2–s_5 5881 Å (Nr. 2): 20,0;
p_4–s_5 5945 Å (Nr. 3): 20,4;
p_2–s_4 6029 Å (Nr. 5): 20,3;
p_4–s_4 6096 Å (Nr. 7): 21,0;
p_2–s_3 6163 Å (Nr. 9): 21,0;
p_2–s_2 6598 Å (Nr. 18): 33,0;
p_4–s_2 6678 Å (Nr. 19): 34,0.

1) R. Ladenburg und H. Kopfermann, Zeitschr. f. Physik **48**, 26, 1928.

Unter Beibehaltung der aus den Intensitätsverteilungen der Linien Nr. 3 und Nr. 5 ermittelten Temperatur der Entladungsbahn war für die Linie Nr. 1 Übereinstimmung zwischen beobachteter und errechneter Intensitätsverteilung (s. Fig. 2) nur dadurch zu erhalten, daß man der Dopplerverteilung eine Dispersionsverteilung mit der Halbwertbreite $\omega' = 11$ mÅ überlagerte. Die Überlagerung von Dopplerverteilung und Dispersionsverteilung wurde an Hand der von W. Schütz[1]) mitgeteilten Intensitätsverteilungen von selbstabsorptionsfreien Spektrallinien durchgeführt.

Nachdem damit die bei der Entstehung der Intensitätsverteilungen zusammenwirkenden Ursachen erkannt sind, läßt sich auch die beobachtete Halbwertbreite zur weiteren Auswertung heranziehen. Mit Hilfe der von W. Schütz[1]) berechneten Kurve über den Zusammenhang zwischen der Gesamtbreite β', der Dispersionsbreite ω' und der Dopplerbreite δ kann die Dispersionsbreite ω' nach Abzug der Apparatbreite und der durch den Trabanten hervorgerufenen Verbreiterung auch aus der beobachteten Halbwertbreite ermittelt werden. Auf diese Weise bestimmt man aus den beobachteten Halbwertbreiten für die s_2-Linien Nr. 1 und Nr. 18 folgende ω'-Werte:

Tabelle III

Dispersionsbreite ω' Einheit 1 mÅ

Kapillare in mm	Stromdichte in mA/mm²	p_1–s_2 5852 Å Nr. 1	p_2–s_2 6598 Å Nr. 18
3	2,41	11,5	15,5
7	0,26	7,5	10,5

Die aus der beobachteten Halbwertbreite bestimmte Dispersionsbreite der s_2-Linie Nr. 1 stimmt also innerhalb der Meßgenauigkeit mit der aus dem Intensitätsverlauf unter gleichen Versuchsbedingungen ermittelten Dispersionsbreite ($\omega' = 11$ mÅ) überein.

§ 4. Deutung der beobachteten Dispersionsbreite der s_2-Linien

Aus den Daten der Tabelle III ersieht man, daß die Dispersionsbreite mit abnehmender Stromdichte abnimmt. Die Deutung der so ermittelten Dispersionsbreite als natürliche Linienbreite ist somit unzulässig, denn die natürliche Linienbreite muß ihrem Wesen nach unabhängig von den Versuchsbedingungen sein. Der Unterschied zwischen der Dispersionsbreite der Linie Nr. 1 und Nr. 18 weist ebenfalls darauf hin, daß diese Breiten noch nicht gleich der natürlichen Breite dieser Linien sind. Die unter Verwendung der 7-mm-Kapillare ermittelte Dispersionsbreite kann bestenfalls als eine obere Grenze für die natürliche Breite der s_2-Linien angesehen werden.

Vergleicht man an Hand der Tabelle IV die in vorliegender Arbeit festgelegte obere Grenze der natürlichen Linienbreite der s_2-Linien mit der von W. Schütz und H. Schillbach aus Beobachtungen an langen Schichten bestimmten natürlichen Breite dieser Linien, so ergibt sich, daß diese tatsächlich kleiner ist.

Es folgt daraus, daß unter den in der vorliegenden Arbeit gewählten Versuchsbedingungen auch bei den kleinsten Stromdichten die s_2-Linien noch stark verbreitert sind. Die starke Abhängigkeit der Halbwertbreiten der s_2-Linien von der Stromdichte deutet darauf hin, daß diese Verbreiterung durch die Wechselwirkung der angeregten Atome verursacht wird, deren Dichte mit der Stromdichte wächst; s. a. § 5₂.

§ 5. Ergebnisse der Messungen, bei denen das Entladungsrohr sich frei im Luftstrome eines Ventilators befand

In einer früheren Arbeit[2]) sind die in diesem Paragraphen zu besprechenden Resultate zum Teil schon verwertet worden. Die Messungen sind inzwischen wiederholt und auf andere Linien und auf Entladungsrohre mit 1 mm und 7 mm Weite ausgedehnt worden.

Tabelle IV

Dispersionsbreite ω', Einheit 1 mÅ

Rohrweite in mm	Stromdichte in mA/mm²	p_1–s_2 5852 Å Nr. 1	p_2–s_3 5881 Å Nr. 2	p_4–s_3 5945 Å Nr. 3	p_2–s_4 6029 Å Nr. 5	p_4–s_4 6096 Å Nr. 7	p_2–s_3 6163 Å Nr. 9	p_2–s_2 6598 Å Nr. 18	
3	2,41	11						—	Aus der Intensitätsverteilung
3	2,41	11,5	unmerklich klein					15,5	Aus der beobachteten Halbwertbreite
7	0,26	7,5						10,5	
14	0,7	2,1	kleiner als 0,9					2,6	Aus Beobachtungen an langen Schichten

1) W. Schütz, Physik. Zeitschr. **36**, 403, 1935.
2) W. Schütz, H. Schillbach und K. Krämer, Physik. Zeitschr. **36**, 406, 1935.

Tabelle V

Zusammenstellung der Mittelwerte der gemessenen Halbwertbreiten der Neonlinien

Entladungsrohr bei Zimmertemperatur frei im Luftstrome eines Ventilators. Einheit der Halbwertbreiten 1 mÅ = 10^{-3} Å. Die Zahl in Klammern gibt an, wieviel Einzelmessungen in dem Mittelwert vereinigt sind

Kapillare in mm	Stromstärke in mA	Stromdichte in mA/mm²	p_1—s_2 5852 Å Nr. 1	p_2—s_5 5881 Å Nr. 2	p_4—s_5 5945 Å Nr. 3	p_2—s_4 6029 Å Nr. 5	p_4—s_4 6096 Å Nr. 7	p_2—s_3 6163 Å Nr. 9	p_2—s_2 6598 Å Nr. 18	p_4—s_2 6678 Å Nr. 19
7	5	0,13	20,9 (11)	20,2 (11)	22,1 (11)	19,4 (11)	21,9 (11)	22,2 (11)	24,1 (11)	24,5 (10)
	17	0,45	21,7 (11)	20,9 (11)	22,9 (11)	19,9 (11)	24,8 (11)	23,5 (11)	25,6 (11)	27,1 (11)
	30	0,78	23,2 (11)	22,4 (11)	23,6 (11)	21,5 (10)	26,2 (11)	25,6 (10)	27,3 (11)	29,9 (11)
3	5	0,71	21,0 (10)	19,9 (8)	21,5 (10)	19,1 (10)	22,6 (10)	22,4 (8)	23,9 (10)	24,6 (4)
	17	2,41	22,3 (50)	20,8 (10)	22,8 (27)	20,2 (10)	25,8 (24)	23,4 (10)	26,5 (10)	29,1 (4)
	30	4,25	23,6 (29)	22,2 (8)	23,7 (25)	21,3 (8)	27,0 (25)	25,8 (8)	28,2 (12)	31,5 (12)
1,5	17	9,61	24,2 (27)	—	23,5 (15)	—	26,8 (10)	—	30,3 (6)	33,1 (7)
	30	17,0	26,6 (4)	—	25,7 (5)	—	29,2 (4)	—	32,4 (4)	35,7 (4)
1	5	6,4	29,1 (8)	—	25,0 (9)	—	28,8 (9)	—	—	—
	17	21,6	33,2 (12)	—	27,4 (9)	—	31,8 (9)	—	—	—

Bei der Durchsicht der Tabelle V und besser noch aus einer graphischen Darstellung der Meßergebnisse in Abhängigkeit von der Stromdichte,

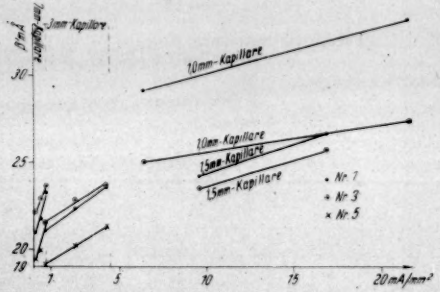


Fig. 6. Abhängigkeit der beobachteten Halbwertbreite von der Stromdichte der Linien Nr. 1 p_1—s_2 5852 Å, Nr. 3 p_4—s_5 5945 Å, Nr. 5 p_2—s_4 6029 Å.

welche die Fig. 6 für drei Linien zeigt, kommt man zu folgenden Feststellungen:

1. Bei konstantem Kapillardurchmesser nehmen die Halbwertbreiten sämtlicher Linien mit der Stromstärke zu.
2. Die Halbwertbreite der Linien hängt nicht nur von der Stromdichte, sondern — bei konstant gehaltener Stromdichte — wesentlich auch vom Querschnitt der Kapillaren ab. Die größten Halbwertbreiten werden bei Verwendung der 1-mm-Kapillare beobachtet.
3. Die zu einer bestimmten Linie gehörenden Meßpunkte lassen sich angenähert durch einzelne Geraden verbinden, von denen je eine die Messungen an einer Kapillare darstellt. Die Neigung dieser Geraden ist ein Maß für die Zunahme der Halbwertbreite mit der Stromdichte.

   Die Unterschiede der Neigung der zu einer Linie gehörenden Geraden lassen erkennen, daß die Halbwertbreiten bei großem Querschnitt der Entladungsbahn mehr mit der Stromdichte zunehmen als bei kleinem Querschnitt.
4. Die Halbwertbreiten der s_3-, s_1-, s_8-Linien Nr. 2, Nr. 3, Nr. 5, Nr. 7 und Nr. 9 zeigen keinen systematischen Gang mit der Wellenlänge.
5. Die Halbwertbreite der s_2-Linien übertrifft nur bei Verwendung der 1-mm-Kapillare eindeutig die Halbwertbreite der übrigen Linien.

Die größere Breite der s_2-Linien unter diesen Versuchsbedingungen ist aber nicht etwa durch die größere natürliche Breite dieser Linien bedingt, sondern, wie aus unseren gesamten Beobachtungen folgt, durch die starke Verbreiterung der s_2-Linien infolge der hohen Stromdichte und der engen Kapillare. Bei Verwendung der 7-mm-Kapillare kehrt sich das Breitenverhältnis der Linien zum Teil schon um; so ist die Halbwertbreite der s_2-Linie Nr. 1 geringer als die der Linien Nr. 3 und Nr. 7.

Wie die Abhängigkeit der Halbwertbreiten von der Stromdichte zeigt (Fig. 6), ist auch die absolute Breite sämtlicher Linien durch äußere Umstände beeinflußt. Der Unterschied zwischen beobachteter Breite und geschätzter Dopplerbreite kann daher nicht ohne weiteres als Maß für die natürliche Linienbreite genommen werden.

6. Lau und Johannesson[1]) haben vor einiger Zeit ebenfalls die Halbwertbreite der Neonlinien gemessen, die von einem Geißler-Rohr senkrecht zur Entladungsbahn ausgesandt werden. Ihre in Tabelle VI zusammengestellten Meßergebnisse stimmen mit den unter den gleichen Versuchsbedingungen von uns gemessenen Halbwertbreiten (vgl. Tabelle V) innerhalb der Fehlergrenzen überein. Unsere Werte sind in Klammern beigefügt.

Tabelle VI

Beobachtungen von E. Lau u. J. Johannesson

Stromstärke in mA	Stromdichte in mA/mm²	p_1–s_2 5852 Å Nr. 1 in mÅ	p_4–s_5 5945 Å Nr. 3 in mÅ	p_4–s_4 6096 Å Nr. 7 in mÅ
5	6,4	31,2 (29,1)	26,8 (25,0)	28,2 (28,8)

Der Einfluß von Stromdichte und Kapillardurchmesser auf die Linienbreite wurde von den Verfassern jedoch nicht untersucht. Infolgedessen blieben ihnen die im vorigen Abschnitt vorgebrachten Gründe verborgen, die gegen eine Verwertung dieser Meßergebnisse zur Bestimmung natürlicher Linienbreiten sprechen.

§ 6. Vergleich der bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur der flüssigen Luft gemessenen Halbwertbreiten

Bei der Besprechung der Intensitätsverteilungen in § 3B wurde festgestellt, daß die beobachtete Halbwertbreite der s_2-Linien, abgesehen von der durch den Trabanten und der Apparatbreite bedingten Verbreiterung, sich aus Dopplerbreite δ und Dispersionsbreite ω' zusammensetzt; sie besteht also aus einem temperaturabhängigen und einem temperaturunabhängigen Anteil. Die Halbwertbreite der s_3-, s_4-, s_5-Linien ist dagegen hauptsächlich durch die Dopplerbreite, also einer temperaturabhängigen Größe, gegeben.

Tabelle VII

Abnahme der Halbwertbreite beim Übergang von Zimmertemperatur zur Temperatur der flüssigen Luft (Einheit 1 mÅ)

Kapillare in mm	Stromstärke in mA	p_1–s_2 5852 Å Nr. 1	p_2–s_3 5881 Å Nr. 2	p_1–s_2 5945 Å Nr. 3	p_2–s_4 6029 Å Nr. 5	p_4–s_4 6096 Å Nr. 7	p_2–s_3 6163 Å Nr. 9	p_2–s_2 6598 Å Nr. 18
7	17	4,1	7,8	7,7	6,7	8,2	9,2	3,4
	30	5,5	9,1	8,1	8,4	9,4	11,0	4,5
3	17	2,3	6,9	7,1	6,7	6,9	7,8	1,6
	30	1,8	8,1	6,7	7,5	7,4	9,8	2,2
1,5	17	2,3	—	6,7	—	7,8	—	4,2

In Tabelle VII sind für die untersuchten Linien die Abnahmen der Breiten zusammengestellt, die beim Übergang von Zimmertemperatur zur Temperatur der flüssigen Luft beobachtet werden. Die angegebenen Differenzen sind für die s_2-Linien durchweg kleiner als für die übrigen Linien. D. h. die beobachteten Halbwertbreiten der s_2-Linien sind tatsächlich weniger von der Temperatur abhängig als die Halbwertbreiten der s_3-, s_4-, s_5-Linien.

1) E. Lau und J. Johannesson, Physik. Zeitschrift **35**, 457, 1934.

Zusammenfassung

Aus den Messungen der Intensitätsverteilung und der Halbwertbreite der gelbroten Neonlinien bei Kühlung des Entladungsrohres mit flüssiger Luft ergibt sich:

1. der eindeutige Nachweis, daß die mit dem instabilen s_2-Term kombinierenden Linien eine größere Halbwertbreite haben als die mit den metastabilen s_3-, s_4-, s_5-Termen kombinierenden Linien;

2. daß die Dispersionsbreite der s_3-, s_4-, s_5-Linien unmerklich gering ist;
3. daß die natürliche Breite der s_2-Linien sicher kleiner als 7 mÅ ist.

Aus den gesamten Messungen der Halbwertbreite bei Zimmertemperatur ergibt sich:

daß die natürliche Breite der Neonlinien unter Verwendung geringer Schichtdicken nicht ermittelt werden kann.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität München auf Anregung und unter der Leitung von Herrn Professor Dr. W. Schütz ausgeführt. Ihm, meinem hochverehrten Herrn Lehrer, bin ich für sein stets förderndes Interesse und seine wertvollen Ratschläge zu tiefstem Dank verpflichtet. Herr Professor Dr. W. Gerlach hat durch die Überlassung von Institutsmitteln die Durchführung der Arbeit gefördert, wofür ich ebenfalls danke.

Königsberg, Pr., Institut für Experimentalphysik der Universität, Juni 1937.

(Eingegangen 8. November 1938)

Über eine objektive spektralphotometrische Messung des Streulichtes von Nebeln[1])

Von Rudolf Teucher

Inhalt

Es wird die Streuung des Lichtes an Nebeltropfen von 5 bis 20 μ Radius experimentell untersucht. Mit Hilfe einer neuartigen Kondensationskammer und einem geeigneten Verfahren für Streulichtbeobachtung gelingt es, Spektren des Streulichtes photographisch aufzunehmen. Diese Aufnahmen können auf Tröpfchengröße und spektrale Intensitätsverteilung ausgewertet werden. Eine Betrachtung der Ergebnisse zeigt, daß die Farbe des Streulichtes keine unbedingt eindeutige Aussage über die Nebeltropfengröße zuläßt. Das Wandern der Maxima im experimentellen und theoretischen spektralen Intensitätsverlauf des Streulichtes deutet darauf hin, daß die Streuung auch für Winkel unter 10° bei wachsender Tropfengröße mehr und mehr durch das im Tropfen gebrochene Licht verursacht wird.

Einleitung

Zur Charakterisierung von Nebeln, deren Tröpfchenradien größer als 5 μ sind, durch Messung ihres Streulichtes fehlt trotz der Vorzüge, die ein solches Verfahren hat, bislang eine geeignete Gesetzmäßigkeit.

1) Gekürzte Jenaer Dissertation.

Trinks (1) hat 1936 theoretisch gezeigt, daß Farbe und Intensitätsverteilung des Streulichtes eines inhomogenen Nebels gleich der des einzelnen Nebeltropfens ist, solange der Abstand der Tropfen größer als ihr Durchmesser ist. Die Ergebnisse der Messungen an solchen Nebeln lassen sich also auf ihre einzelnen Tröpfchen übertragen und umgekehrt gilt eine theoretische Behandlung des Einzeltropfens für die gesamte Nebelmasse.

Eine solche Behandlung auf exakter, elektromagnetischer Grundlage ist nur für Tröpfchen möglich, deren Radien r kleiner als zwei Wellenlängen λ sind. Wenn auch die Theorie, die von Mie (2) und unter anderem Zweckgesichtspunkt mit demselben Resultat von Debye (3) gegeben wurde, für jede Teilchengröße gilt, setzt die praktische Berechnung wegen der schlechten Konvergenz der anzuwendenden Reihenentwicklungen für größere Radien die genannte Grenze. Der Wert $r < 2\lambda$ ist den zahlreichen Rechnungen Blumers (4) zu entnehmen.

Für größere streuende Teilchen sind Rechnungen auf Grund der Reflexions-, Refraktions- oder (und) Beugungstheorie angesetzt. Einen Überblick über solche angenäherten Ansätze gibt Blumer (5). Auf einzelne Arbeiten, die zum Teil eine Ergänzung dieser Zusammenstellung bilden, wird noch hinzuweisen sein. Ob und wieweit eine Beschreibung der Streuung auf Grund von angenäherten Rechnungen möglich ist, kann jedoch nur das Experiment entscheiden. Dem exakten Ansatz, der hinsichtlich der physikalischen Streuursache bedingungslos gilt, müssen die experimentellen Ergebnisse entsprechen, wofern die zahlenmäßige Rechnung nur durchführbar ist. Ein Ansatz unter Zugrundelegung einer oder mehrerer der als angenähert bezeichneten Theorien erhält hingegen schon hinsichtlich der Richtigkeit des Ansatzes seine Berechtigung erst durch die experimentelle Bestätigung. Es läßt sich nicht absehen, ob eine Zerstreuung des Lichtes hauptsächlich durch Beugung oder durch Brechung usw. verursacht wird. Allein die Messung des Streulichtes und der Vergleich mit den Ergebnissen der Theorie kann über die physikalische Streuursache Aufschluß geben, und den Ansatz und darauf begründete Berechnungen genügend fundieren.

Für Nebeltropfen, die größer als 5 μ sind, fehlen meines Wissens solche Messungen.

Mecke (6) schließt aus seinen Ergebnissen an kleineren Tropfen, daß die Streuung dann „nur noch das normale Beugungsbild" zeigt. Möbius (7) und Rosenberg (8) wollen dagegen das Streulicht solcher Tropfen durch Integration über die Wellenfläche des gebrochenen Lichtes berechnen. Da theoretisch

keine Entscheidung möglich ist, soll hier versucht werden, experimentell einen Zusammenhang zwischen Tröpfchengröße und Streulicht zu geben.

Die Intensität I des Streulichtes ist bekanntlich vom Streuwinkel φ, Tröpfchenradius r und der Wellenlänge λ abhängig — primär natürliches Licht der Intensität $I_0 = 1$ vorausgesetzt. Gemessen werde (um gleichzeitig die schon 1906 von Barkow [9] aufgeworfene Frage, ob sich vielleicht auf der Beobachtung der Farbe des Streulichtes „eine Methode zur Bestimmung der Tröpfchengröße gründen" könnte, zu beantworten) die Abhängigkeit der Streulichtintensität I von der Wellenlänge λ für bekannten Streuwinkel φ und Tröpfchenradius r, mit anderen Worten, die spektrale Intensitätsverteilung des Streulichtes eines bestimmten Winkels für eine noch zu messende Tröpfchengröße. Ein Vergleich der somit gewonnenen Abhängigkeit $I_{exp} = f(\lambda)_{r,\varphi}$ mit der Funktion $I_{theor} = f(\lambda)_{r,\varphi}$ aus der Theorie könnte dann entscheiden, ob ein Ansatz als eine die Streuerscheinungen im wesentlichen erfassende angenäherte Rechnung betrachtet werden kann. Die Tröpfchengröße soll sich zur Vermeidung von Fehlern aus der Messung des Streulichtes mitergeben. Dazu wird die zeitliche Abnahme der Intensität beim Abfall des Nebels, also die Fallgeschwindigkeit der oberen Nebelgrenze benutzt. Die deswegen zu fordernde Wirbelfreiheit und Stabilität des großtröpfigen homogenen Nebels führte zu folgenden Verfahren für die Herstellung der Nebel.

Die Erzeugung der Nebel

Für die künstliche Erzeugung von Nebeln einheitlicher Tröpfchengröße kommt allein die Kondensation durch Abkühlung eines dampfgesättigten Luftvolumens bei Expansion in Frage. Gute Wärmeisolation und schnelle (adiabatische!) Zustandsänderung sind dabei Hauptbedingung. Die scharfe Nebelgrenze erfordert dazu Wirbelfreiheit. Um diesen Forderungen möglichst nahe zu kommen, wurde eine Nebelkammer benutzt, die von den bisher angegebenen wesentlich abweicht. Sie besteht aus zwei Räumen, einem inneren, in dem die Kondensation vor sich geht, und einem zweiten, der um diesen herumliegt und für die Expansion zu sorgen hat. Der erste möge deshalb der Kondensations- und der zweite der Expansionsraum heißen. Sie werden voneinander durch eine Gummimembran getrennt, so daß sich der Kondensationsraum bei einer Expansion lungenartig ausdehnt, wodurch eine schnelle, wirbelfreie Nebelentstehung gewährleistet ist. Der rund um den Kondensationsraum liegende Expansionsraum kühlt sich dabei auf dieselbe Temperatur ab, womit der Temperaturabfall an der Wand des Kondensationsraumes beseitigt und beste Wärmeisolation gegeben ist.

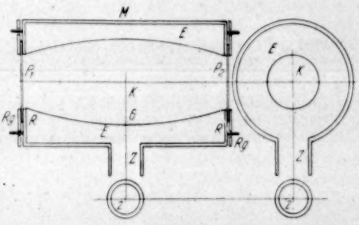


Fig. 1. Nebelkammer.
K = Kondensationsraum, E = Expansionsraum, M = Metallzylinder, G = Gummimembran, $P_1 P_2$ = Glasplatten, R, Rg = Ring und Gegenring, Z = Rohr zum Vorvakuum.

Praktisch wird das so verwirklicht (Fig. 1): In einem Metallrohrstück von 160 mm Länge und 100 mm Durchmesser befindet sich ein dünnwandiges Gummischlauchstück G von etwa halbem Durchmesser und gleicher Länge wie das Metallrohr. Die beiden offenen Enden verschließen Glasplatten $P_1 P_2$, durch Ringe R, die mit dem Metallrohr verlötet sind, und Gegenringe Rg luftdicht angesetzt. Die Ringe R besorgen gleichzeitig eine Halterung des Gummischlauches. Dadurch entstehen die beiden vollkommen getrennten Räume, der zylindrische, von dem Gummischlauchstück G begrenzte Innenraum: der Kondensationsraum K und der ringförmig um diesen liegende zweite Raum: der Epxansionsraum E. Wird dieser mit dem Vorvakuum durch das Verbindungsrohr Z verbunden, so dehnt sich die Gummimembran aus bis Gleichgewicht herrscht zwischen dem Innendruck, der die Kondensation bewirkt, also dem Kondensationsdruck, und dem Unterdruck außerhalb der Gummimembran, dem Expansionsdruck. Die Gummimembran war bei der benutzten Kammer kegelstumpfmantelförmig (dem zur Beleuchtung dienenden Strahlenbüschel angepaßt, s. unten) und zur Vermeidung von Lichtreflexen innen lose mit einem schwarzen Wolltrikotstoff belegt, der gleichzeitig als Flüssigkeitsträger diente. Die metallische Außenwand des Expansionsraumes war noch mit einer wärmeisolierenden Trolitulschicht ausgegossen, um den Wärmeübergang dort nach außen zu erschweren.

Die Verbindung dieses Raumes mit dem Vorvakuum V (s. Fig. 3) bewirkte ein 30 cm langes 16-mm-Glasrohr. Ein Dreiweghahn H_1 mit

10 mm Bohrung gestattet hier, den Expansionsraum abwechselnd mit dem Vorvakuum und der Außenluft zu verbinden. Das Vorvakuum bestand aus einem 60-Liter-Gefäß, das über ein Rücklaufgefäß von einer Wasserstrahlpumpe auf einen Unterdruck bis zu 30 cm gebracht wurde. Der Druck wurde an einem offenen Quecksilbermanometer M_1 abgelesen.

Die Verbindung des Kondensationsraumes mit der Außenluft geschah durch eine Bohrung in der großen Glasdeckplatte. Ein dort eingesetzter Dreiweghahn H_2 gestattete eine abwechselnde Verbindung mit der Außenluft und einem offenen Quecksilbermanometer M_2, das die Feststellung des Druckes im Kondensationsraum in Abhängigkeit vom Expansionsdruck erlaubte. Um kernfreie Luft in den Kondensationsraum einsaugen zu können, war ein Wattefilter an dem Verbindungsrohr zur Außenluft vorgesehen.

Die Nebelerzeugung geht nun in der Kammer so von statten: Nachdem in den Kondensationsraum Frischluft eingesaugt ist, wird der Expansionsraum mit dem Vorvakuum verbunden, das auf den verlangten Unterdruck ausgepumpt wurde. Jetzt dehnt sich der Kondensationsraum aus, und der Nebel entsteht. Je nach der Größe der Tröpfchen sinkt die obere Nebelgrenze mehr oder weniger schnell, aber gut beobachtbar ohne Wirbelung zu Boden der Kammer. Es zeigte sich übrigens dabei, daß allein die direkte Messung der Nebeltropfen, aber nicht die Berechnung aus Kernzahl und kondensierter Wassermenge Aufschluß über die Größe der Tropfen geben konnte. Die Zahl der Kondensationskerne erwies sich nämlich bei der hier nötigen relativen Kleinheit 10000 bis 50000 cm^{-3} nicht als meßbare[1]) Konstante. Sie war abhängig vom Kondensationsdruck.

Das Verfahren der Streulichtmessung

Die Funktion I_{exp} konnte durch die folgende schnell arbeitende objektive Methode gegeben werden:

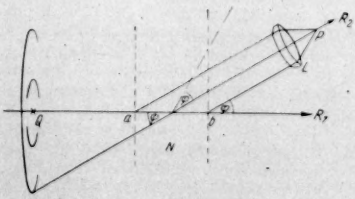


Fig. 2. Schema des Beobachtungsprinzips. Q = Lichtquelle, N (von a bis b) = Nebel, L = Optik, P = ihr Brennpunkt.

1) Etwa mit dem Aitgenschen Kernzähler.

Eine kleine Lichtquelle Q (Fig. 2) werde durch die Nebelschicht N, die von a bis b reichen möge, hindurch beobachtet. Durch Streuung an den Nebeltröpfchen werden die von der Lichtquelle herkommenden parallelen Strahlen der Richtung R_1 abgelenkt, z. B. in die Richtung φ, und treten unter diesen Winkeln in das Auge. Das Auge, das aus Richtung R_1 blickt und sich nahe am Nebel (bei b) befindet, sieht solche Ablenkung als eine ringförmige Lichterscheinung in der Ebene der Lichtquelle. Blickt jedoch ein Auge in einiger Entfernung aus Richtung R_2 gegen den Nebel, so kann jetzt nur das unter dem einen Winkel φ gestreute Licht in das Auge gelangen. Ist die Entfernung des Auges vom Nebel sehr groß, so daß der Winkel für die Strecke $a \to b$ konstant ist, erscheint der ganze parallele Strahl zwischen a und b unter der dem Streuwinkel φ entsprechenden Farbe, wenn weißes Licht von Q ausgeht. In Richtung R_2 kann nämlich nur das unter φ gestreute Licht gesehen werden (die Tröpfchen erscheinen im Streulicht dieses Winkels), und alles unter anderen Winkeln abgelenkte, andersfarbige Licht hat andere Richtungen. Die Blickrichtung bestimmt somit jetzt den beobachteten Streuwinkel. Zerlegt man mit einem Spektrographen dieses in Richtung R_2 gehende, etwa durch eine Optik L in ihrem Brennpunkt P gesammelte Streulicht, so wäre damit die Intensität spektral und für einen bestimmten Winkel eindeutig aufzunehmen. Für diese Messung ist jedoch die so nach P gelangende Intensität zu gering. Es lassen sich aber noch Strahlen finden, die Streulicht des Winkels φ nach der Richtung R_2 aussenden. Betrachtet man z. B. den in Fig. 2 strichpunktierten Strahl, der mit Richtung R_2 den Winkel φ einschließt, so hat dieser, wenn er neben dem von Q kommenden ebenfalls ein primärer, beleuchtender Strahl wäre, die geforderte Eigenschaft, wie überhaupt alle Strahlen, die den Winkel φ mit R_2 einschließen, also durch Rotation von Richtung R_1 um R_2 als Achse entstehen. Blickt ein Auge aus einiger Entfernung von R_2 gegen das so entstandene durch zwei eng ineinanderliegende, einander parallele Kegelmäntel begrenzte, beleuchtende Lichtbüschel, so kann es nur dem Winkel φ entsprechendes Streulicht beobachten. Alle den Nebel beleuchtenden Lichtstrahlen in Form eines Kegelmantels, und damit diese gesamte Kegelmantelfläche (idealisiert) erscheint von R_2 aus gesehen in ihrer Projektion als leuchtender Kreis in der Farbe des unter φ gestreuten Lichtes. Dieses Licht der gesamten Fläche, gegenüber einem dünnen Lichtstrahlenbüschel vorher durch L im Brennpunkt P gesammelt, reicht nun aus, um spektral zerlegt eine photographisch-photometrische Messung zu ermöglichen.

Dieses Beobachtungsprinzip hat einige unverkennbare Vorteile: Die gesamte Anordnung zur Beobachtung des Streulichtes ist jetzt geradsichtig. Jede Winkelmessung am Streulicht fällt weg. Der Streuwinkel, der beobachtet werden soll, kann willkürlich von vornherein eingestellt werden, ohne daß die Geradsichtigkeit und damit die Aufstellung der Apparatur verändert werden müßte. Weiterhin ist die Intensität des „Beugungslichtes" der alten Beobachtungsmethode gegenüber um ein Vielfaches überlegen[1]), ohne daß das eingestrahlte Licht mit zur Beobachtung kommt und bei subjektiver Beobachtung blenden könnte oder eine Abdeckung nötig machte. Das direkte Licht geht ja seitlich an L und erst recht an einem entfernten Auge vorbei. Als dritter und hier wesentlichster Vorteil gilt der, daß Inhomogenitäten des Nebels direkt beobachtet werden können. Die klare Erkenntnis einer Gesetzmäßigkeit zwischen Streulicht und Tröpfchengröße hängt wesentlich davon ab, daß eine in Rechnung gestellte Teilchengröße auch wirklich und allein im Experiment vorhanden, der Nebel homogen ist. Sind Nebeltröpfchen mehrerer Größenordnungen zugegen, so werden bei diesem Beobachtungsprinzip in die Beobachtungsrichtung, die ja gleichzeitig den Streuwinkel gibt, andere „Beugungs"farben abgelenkt, die hier direkt beobachtet werden können. Der Kegelmantel erscheint dann nicht mehr in seiner ganzen Fläche einheitlich gefärbt.

Mit der Aufnahme der Streulichtspektren läßt sich gleichzeitig die Fallgeschwindigkeit der oberen Nebelgrenze zur Ermittlung der Größe der Nebeltropfen aufnehmen. Wie bei der Erzeugung der Nebel bereits erwähnt, entsteht beim Absinken der Nebel eine scharfe Nebelgrenze. Senkt sich die horizontale Nebelgrenze über den waagerecht liegenden Lichtkegelmantel hinweg, wird das Streulicht in P (Fig. 2) immer schwächer. Aus dem Lichtkegel wird ja nur dort Licht gestreut, wo sich noch Nebel befindet. Zuletzt streut nur noch der unterste Teil in seiner Projektion als Kreissegment. Diese Intensitätsabnahme kann mit dem Streulicht aufgenommen werden. Sie ist proportional der Änderung der Größe der streuenden Fläche. Werden mehrere Streulichtaufnahmen während des Nebelabfalles in bekannten Zeitabständen nacheinander gemacht, so läßt sich aus der dadurch aufgenommenen Intensitätsänderung die Fallzeit der Nebelgrenze für die Gesamtstrecke extrapolieren und daraus die Fallgeschwindigkeit bestimmen. Aus dieser Fallgeschwindigkeit errechnet sich der Teilchenradius für die betrachtete Größenordnung nach dem StokesschenGesetz (s. unten).

Die Apparatur

Das „durch zwei eng ineinanderliegende, einander parallele Kegelmäntel" begrenzte Lichtstrahlenbüschel wurde auf folgende Weise verwirklicht:

Ein Kondensor $L_1 L_2$ (Fig. 3) mit Wasserkammer W bildet die Lichtquelle Q in die Projektionsoptik O_1 ab. In der Brennebene von O_1 und unmittelbar vor dem Kondensor steht eine Ringblende Br und wird von O_1 im Unendlichen abgebildet. Der verlangte Kegelmantel liegt mit seiner Spitze unmittelbar hinter O_1. An dieser Stelle findet die Nebelkammer Aufstellung. Als Lichtquelle kam nur die Bogenlampe in Betracht. Allein ihre große Leuchtdichte läßt die erforderlichen kurzseitigen Spektralaufnahmen des Nebelstreulichtes zu. Die Intensitätsschwankungen sind für die vorliegende Aufgabe ohne Bedeutung. Es wird nur Wert gelegt auf relative Intensitäten innerhalb eines Spektrums, also auf Schwärzungen gleichzeitig belichteter Stellen. Außerdem wurde die Stromaufnahme kontrolliert. Auf 7,8 A eingestellt, darf sie für die wenigen Sekunden der Aufnahme als konstant angesehen werden. Verwendung fanden Reinkohlen.

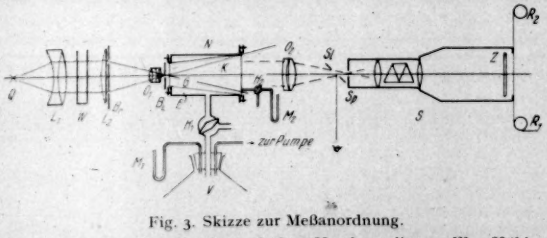


Fig. 3. Skizze zur Meßanordnung.

Q = Lichtquelle (Bogenlampe), $L_1 L_2$ = Kondensorlinsen, W = Kühlküvette, O_1 = Optik zur Abbildung der Ringblende, O_2 = Optik zur Abbildung des Streulichtes auf den Spalt, N = Nebelkammer, V = Vorvakuum, $M_1 M_2$ = offene Quecksilbermanometer, $H_1 H_2$ = Dreiweghähne, G = Gummimembran, S = Kleinspektrograph, Z = Zylinderlinse, $R_1 R_2$ = Transportrollen zur Plattenbewegung, Sl = Spiegel, K = Kondensationsraum, E = Expansionsraum, Br = Ringblende, B_L = Lochblende.

1) Über eine andere Meßanordnung fast gleich großer Streuintensität, die jedoch den direkten Strahl mit zur Beobachtung bringt und Inhomogenitäten nicht erkennen läßt, siehe bei Ollendorf, Hamburger Dissertation 1937.

Als Kondensor wurde der dreilinsige Kondensor benutzt, wie er für Makroprojektion üblich ist. Der Zweilinsenteil bildet die Lichtquelle im Unendlichen ab, und die dritte Linse bewirkt dann die Konvergenz der Strahlen auf O_1 zu. Zwischen den beiden Kondensorteilen ist eine große Wasserkammer aufgestellt, die eine Wärmewirkung in O_1 und besonders in der Nebelkammer verhindern soll. O_1 war eine Projektionsoptik von 21 cm Brennweite. In ihrer Brennebene sind auf den Einlinsenteil des Kondensors aufsteckbar die Ringblenden *Br* angebracht. Es waren 5 auswechselbare Blenden mit Ringdurchmessern von 7, 8, 9, 10 und 11 cm vorgesehen. Die damit einstellbaren Winkel für den Lichtkegelmantel, die gleich den Streuwinkeln φ sind, wurden auf folgende Weise ermittelt:

Das Bild der von O_1 ins Unendlich projizierten Ringblende *Br* wird auf einer Wand in 4,08 m Entfernung aufgefangen. Die Unschärfe des Bildes läßt noch leicht den Ringdurchmesser mit einer Genauigkeit von 1 cm bestimmen. Das entspricht einem Fehler von $\pm 5'$ in der Winkelmessung. Die Ringdurchmesser auf der Wand betrugen 133, 152, 171, 190, 209 cm. Daraus errechnen sich die zu beobachtenden Streuwinkel zu 9°10′, 10°30′, 11°50′, 13°10′ und 14°20′ mit jeweils $\pm 5'$ Fehler. Diese Genauigkeit reicht für den verlangten Zweck aus. In derselben Größenordnung wurde in dem kegelmantelförmigen Strahlenbüschel die Abweichung von der Parallelität gewählt, die verursacht wird durch die endliche Breite des Ringspaltes. Danach errechnet sich die Breite des Ringspaltes zu 1 mm.

Als Abbildungsoptik O_2 zur Abbildung des Streulichtes auf den Spektrometerspalt fand ein Zeiß-Tessar mit 13 cm Brennweite und einem maximalen Öffnungsverhältnis 1 : 4,5 Verwendung. In seinem Brennpunkt befindet sich der Spektrometerspalt, durch den, wenn er punktförmig wäre, parallel aus dem Inneren des Lichtkegels gestreutes Licht in das Spektrometer eintreten würde. Wegen der endlichen Spalthöhe tritt jedoch nicht nur genau paralleles Licht ein, sondern auch Strahlen mit einer gewissen Winkelabweichung. Die Spalthöhe wurde auf 0,56 mm durch eine direkt vor dem Spalt liegende Blende beschränkt. Bei der Brennweite der Abbildungsoptik von 13 cm entspricht das für die Winkelabweichung einem Wert von $\pm 6'$. Damit wächst der Fehler in der Winkelabweichung, der Gesamtfehler aus der Summe der Fehlerquadrate der Winkel des beleuchtenden und des gestreuten Lichtes auf ± 8 Winkelminuten. Im Sagittalschnitt bleibt er etwas kleiner, da die Breite des Spaltes und damit der zweite Summand kleiner ist.

Die Breite des Spektrometerspaltes ergab sich aus einem Kompromiß zwischen Lichtstärke und Reinheit des Spektrums: Um mehrere Spektren während des Nebelabfalles aufnehmen zu können, mußte die Belichtungszeit auf zwei Sekunden beschränkt werden. Wenn die Höhe des Spektrums mit Hilfe einer Zylinderlinse zusammengezogen wurde, genügte nach Vorversuchen bei einer mittleren Tröpfchengröße und 2 s Belichtungszeit unter Benutzung der Agfa-ISS-Platte eine Spaltbreite von 0,21 mm.– Die Spaltgrößen wurden mit dem Meßmikroskop ausgemessen. — Bei dem verwendeten Kleinspektrographen von Zeiß verhalten sich die Kollimatorbrennweite zur Kamerabrennweite wie 1 : 6 (10), dementsprechend die Vergrößerung. Das Bild des Spaltes hat also eine Breite von 1,26 mm. Da im mittleren Spektralgebiet 100 mμ zu einer Länge von 25 mm auf der Platte dispergieren, fällt auf die Spaltbildbreite ein Wellenlängenbereich von 5 mμ als reziproker Wert für die Reinheit des Spektrums. Nach rot zu ist sie etwas ungünstiger und nach blau zu günstiger. Sie reicht in allen Fällen für die vorliegende Aufgabe aus.

Kurz vor dem Spektrometerspalt steht unter 45° gegen die optische Achse der Apparatur ein Spiegel *Sl* mit einer kleinen Zentralbohrung für den Durchtritt des Lichtes zum Spalt. Damit kann der Nebel von der Seite her in seinem Streulicht beobachtet und Inhomogenitäten festgestellt werden.

Zur Herstellung der Reihenaufnahmen muß die Platte alle 2 Sekunden weiterbewegt werden. Das besorgte ein Malteserkreuz mit Motorantrieb. Ein Übersetzungsgetriebe zusammen mit einer Tourenregelung des Motors erlaubte die Belichtungszeit einzustellen. Da während des Fortbewegungsmomentes die Belichtungszeit unterschwellig war, konnte der Kompurverschlüß des Tessars während der ganzen Reihenaufnahme offen bleiben, und es wurden nur während des Ruhigstehens der Platte Spektren des um jeweils 2 Sekunden älteren Nebels aufgezeichnet. Die Verbindung des Antriebes mit dem Plattenschlitten erfolgte über Seilzug mit Gegengewicht. Eine Skizze der Apparatur zeigt Fig. 3.

Die optische Justierung geschah durch Einzentrieren der einzelnen Blenden, Beobachtung der Reflexbilder und was die Einstellung der Brennweiten anbetrifft, mit einem auf unendlich eingestellten Fernrohr. Die Justierung der immer mit aufzunehmenden Wellenlängenskala ließ sich leicht mit den *Hg*-Linien durchführen. Die Lichtquelle *Q* wurde dazu durch eine *Hg*-Dampflampe ersetzt und der seitlich an O_2 vorbeigehende Lichtstrahl durch eine Spiegelprismenkombination

vor O_2 in die Richtung der Achse gelenkt, und damit die Lichtquelle von O_2 auf den Spektrometerspalt abgebildet. Wurde gleichzeitig die seitlich angebrachte Wellenlängenskala [vgl. die Arbeit von Löwe (10)] beleuchtet, so ließ sich die richtige Lage der Wellenlängenskala an Hand der *Hg*-Linien feststellen.

Nachdem die *Hg*-Dampflampe wieder durch die Bogenlampe ersetzt worden und die Spiegelprismenkombination seitlich herausgeklappt war (auf Kippreiter), konnten die Streulichtmessungen beginnen. Dabei wird wie folgt verfahren: Plattenschlitten mit Platte versehen werden in Anfangsstellung gebracht, Bogenlampe gezündet und die Ringblende des gewünschten Winkels eingesetzt. Nach Einsaugen von Frischluft in die Kondensationskammer wird H_2 geschlossen und der Kompurverschluß geöffnet. Dann wird der Unterdruck des Vorvakuums auf den Druck gebracht, bei dem gemessen werden soll und durch H_1 das Vorvakuum mit der Kammer verbunden. Jetzt entsteht der Nebel. Gleichzeitig wird die Stromaufnahme der Bogenlampe kontrolliert und der Motorantrieb in Tätigkeit gesetzt. Während der nun erfolgenden Aufnahme werden die Nebeltropfen durch den Spiegel von der Seite her auf ihre einheitliche Färbung hin beobachtet. Nachdem der Nebel abgesunken ist, wird der Verschluß ausgelöst, der Motor abgeschaltet und Frischluft eingesaugt usw.

Um untereinander vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wurde versucht, den Anforderungen der photographischen Photometrie weitgehend gerecht zu werden. Zu Aufnahmen einer Serie, die miteinander verglichen werden sollten, fanden stets Platten (Agfa ISS) derselben Emulsionsnummer und Packung Anwendung. Entwickelt wurde in Methol-Hydrochinon 1 : 3 bei 18° C 5 Minuten lang vollkommen im Dunkeln und unter dauernder Bewegung des Entwicklungstroges. Einzelne Serien wurden nach Fertigstellung aller Aufnahmen gemeinsam entwickelt. Der photographische Fehler dürfte dabei nicht über 20 Proz. liegen. Dieser Fehler mag gleichzeitig als Fehler der Methode gelten, da alle anderen weit unter diesem Wert liegen.

Durch Variation der Streuwinkel und des Unterdrucks (Tröpfchenradius) wurden so verschiedene Aufnahmeserien des Streulichtes großtröpfiger Nebel hergestellt.

Die Auswertung der Meßplatten

Die weitere Aufgabe besteht nun in der Auswertung der in diesen Aufnahmen vorliegenden Schwärzung, einmal auf die Intensität, durch die sie hervorgerufen sind, nämlich die Intensität des zu messenden Streulichtes verschiedener Wellenlänge, und zum anderen auf die gemessenen Tröpfchengrößen, aus der zeitlichen Abnahme dieser Intensität.

Zu diesem Zwecke muß die Schwärzung S der Platte messend erfaßt werden. Sie ist definiert als der dekadische Logarithmus der reziproken Transparenz.

$$S = \lg \frac{1}{T} = \lg \frac{i_0}{i}$$

wo T die Transparenz, gleich dem Verhältnis der durchgehenden (i) zur auffallenden (i_0) photometrischen Intensität. Diese Messung der Schwärzung hat an vielen Stellen, am besten kontinuierlich über das aufgenommene Streuspektrum zu erfolgen. Die Möglichkeit dazu geben die Registrierphotometer. Verwendung fand das Gerät von Zeiß. Mit Hilfe von Schwärzungsmarken wurden die Ausschläge des Photometers zunächst in Schwärzungen geeicht. Die Wiederholung dieser Eichung diente gleichzeitig als Kontrolle für die Konstanz während der Registrierreihen und den Zustand des Instrumentes bei späteren Registrierungen. Zeichnet man aus Wellenlängenskala als Abszisse und der Schwärzungsskala, die man sich aus der Eichkurve herstellt, als Ordinate ein auf die Registrierphotogramme auflegbares Koordinatennetz, so hat man ein einfaches, für große Registrierserien unentbehrliches Hilfsmittel zur Auswertung der Photogramme, das für jede Wellenlänge sofort den Wert der Schwärzung angibt.

Dieser Schwärzungswert muß noch in Intensität ausgedrückt werden. Schwärzung und Intensität sind durch die sog. Schwärzungskurve verbunden. Gelingt es, auf den geradlinigen Teil dieser Kurven zu arbeiten, sind die Schwärzungen konstanter Belichtungszeit den Intensitäten linear proportional und können direkt als Maß der Intensität gelten. Bei der Verschiedenheit der Intensitäten des Streulichtes in den einzelnen Spektralgebieten war es jedoch nicht möglich, sich ausschließlich auf den geradlinigen Teil zu beschränken. Es mußten deshalb die Schwärzungskurven für die Bedingungen der Untersuchung bekannt sein; und zwar für alle zu messenden Wellenlängen, da sie spektral abhängig sind. Deshalb wurde auch der scheinbare Umweg über die absolute Schwärzung gewählt, anstatt Schwärzungsmarken auf jede Platte zu bringen. Solche Schwärzungsmarken hätten nämlich für jede Wellenlänge aufkopiert und ausgewertet werden müssen.

Zur Bestimmung der Schwärzungskurven sind Spektren des zur Beleuchtung des Nebels dienenden Lichtes in verschiedenen bekannten Intensitätsstufen aufzunehmen. Vermittels der genannten Spiegelprismenanordnung wird ein Teil des parallelen Lichtes des Strahlenkegels bei der Einstellung der Wellenskala vor die Abbildungsoptik O_2 in den direkten Strahlengang

eingeblendet. O_2 bildet die Lichtquelle auf den Spalt ab, und es können Spektren des primären Lichtes aufgenommen werden. Zur Abstufung der Intensitäten dienten in ihrer spektralen Durchlässigkeit auf 0,1 Proz. genau bestimmte Platingraufilter. Die den Spektren verschiedener bestimmter Intensitäten bei Belichtungszeiten von 2 s (wie Streulichtaufnahmen) entsprechenden Schwärzungen für die verschiedenen Meßwellenlängen aufgetragen ergeben die Schwärzungskurven (t = const), an denen dann umgekehrt aus der auf den Streulichtaufnahmen gemessenen Schwärzung die Streuintensität ermittelt werden kann.

Mit Hilfe des Koordinatennetzes und der Schwärzungskurven können nun die relativen Intensitätswerte in den Streulichtspektren angegeben werden. Mit der im Koordinatennetz abgelesenen Schwärzung ist unter Abzug der Schleierschwärzung in die Schwärzungskurve einzugehen und die Intensität abzulesen. Dies ist für zehn Wellenlängen des sichtbaren Spektrums durchzuführen. Das Ergebnis $I_{exp} = f(\lambda)_{r\varrho}$ ist für zwei Aufnahmeserien in Tabelle Ia, b mit den übrigen experimentellen Daten zusammengestellt. Spalte 1 gibt den durch die Ringblende festgelegten Streuwinkel. In Spalte 2 ist der Expansionsdruck aufgeschrieben, abgelesen am Manometer M_1. In der dritten Spalte ist die Zahl der mit dem Aitgenschen Kernzähler gezählten Kerne eingetragen. Spalte 4 gibt die Zimmertemperatur, die während der Aufnahme herrschte. Der Wert der Tröpfchenradien, der in der fünften Spalte steht, ist, wie unten angegeben wird, ermittelt, und die sechste Spalte gibt schließlich die Farbe des beobachteten Streulichtes. Die folgenden Spalten enthalten dann die relativen Intensitätswerte für die verschiedenen Wellenlängen, geben also die spektrale Intensitätsverteilung, d. h. die beobachtete Farbe objektiv.

Wie ausgeführt, läßt sich bei der wirbelfreien Nebelerzeugung der Radius der Tröpfchen aus der Haltbarkeit der Nebel, also der Änderung der Streulichtintensität mit der Zeit während des Nebelabfalles ermitteln. Die Gesamtstrecke, die die oberste Nebelgrenze zu durchfallen hat, beträgt bei der benutzten Nebelkammer 62 mm. Nach diesem Fallweg ist die Intensität = Null. Da in den Nebelaufnahmen die Intensität als Funktion der Zeit festliegt, ist es möglich, graphisch den Zeitpunkt für den Nullwert der Intensität zu extrapolieren. Aus Zeit und Fallstrecke errechnet sich die Fallgeschwindigkeit, und aus der Fallgeschwindigkeit nach Stokes die Tröpfchengröße.

Das Stokessche Fallgesetz besagt, daß die Geschwindigkeit:

$$v = \frac{2}{9} \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{\mu} g r^2$$

wo ϱ_1 die Dichte der Tröpfchen, ϱ_2 die Dichte des umgebenden Materials, μ der Reibungskoeffizient, g die Erdbeschleunigung und r der Radius sind. Für den Fall der Wassertropfen in Luft ergibt sich

$$v = 1{,}3 \cdot 10^6 r^2 .$$

Mit Hilfe dieser Beziehung wurden die in Tabelle Ia, b gegebenen Radien der Nebeltropfen errechnet.

Diskussion der Ergebnisse

Nach den Meßergebnissen, die Tabelle I zeigt, besteht die Farberscheinung spektral aus mehr oder weniger breiten Maximis verschiedener Höhe, in deren Begleitung Nebenmaxima auftreten können. Diese Messung der Streuintensität als Funktion der Wellenlänge ermöglicht nun, die einem bestimmten Radius entsprechende Farbe anzugeben und zu entscheiden, ob aus der Farbe auf den Radius geschlossen werden kann bzw. eine in Rechnung gesetzte Theorie experimentell zu prüfen. In dieser Hinsicht sollen die gewonnenen ersten Ergebnisse noch betrachtet werden.

Die Färbung des Streulichtes bei einem Streuwinkel von 9°10′ durchläuft mit wachsendem Tropfenradius eine den Beugungsfarben entsprechende Folge von blaugrün nach grün, gelbgrün, gelb, rotgelb, rot, violett, blaugrün ... Das Ende dieser subjektiven Beobachtung ist objektiv aufgenommen und in Tabelle Ia in den ersten Zeilen gegeben. Bei etwa 7,5 μ Radius tritt dann eine Anomalie ein (vgl. Tabelle Ia). Die beobachtete Farbe wandert von grün nach blau, violett, rot, gelb, und dementsprechend das Maximum der Intensitätsverteilung in dem Spektrum von 580 mμ nach 430 mμ und bei $r = 10\,\mu$ ein neues Maximum von 640 nach 580 mμ. Die Beugungsfarben werden also in umgekehrter Reihe durchlaufen wie vorher. Wie Tabelle Ib weiter zeigt, ist für größere Streuwinkel bei der in Frage stehenden Tröpfchengröße überhaupt nur dieser umgekehrte Verlauf festzustellen. Z. B. für 14°20′ (Tabelle Ib) und 5,4 μ Radius liegt ein kleineres Maximum, bei 640 mμ und bei 450 mμ ein etwas größeres. Das größere Maximum liegt dann für $r = 6{,}2\,\mu$ bei $\lambda = 430$ mμ und ist bei 7,2 μ über das blaue Ende des Spektrums hinausgewandert. Das kleinere Maximum wandert von $\lambda = 640$ mμ nach 610 mμ bei 6,2 μ Radius und schließlich bei $r = 7{,}2\,\mu$ nach 500 mμ. Bei 8,4 μ Radius erscheint dann schon wieder ein größeres neues Maximum im Rot.

Wollte man diese experimentelle Erfahrung nun dazu verwenden, um aus der beobachteten Farbe die Größe des Tröpfchens zu erschließen, so ergäbe sich schematisch für einen Winkel von 14°20′ etwa folgendes: Von $r = 5\,\mu$ bis 8,5 μ

Tabelle Ia

Streuwinkel	Expansionsdruck in cm	Kernzahl	Außentemperatur	Tröpfchenradius in μ	Beobachtete Farbe	Spektrale Intensionsverteilung in der Farbe des Streulichtes									
						430	450	480	500	520	550	580	610	640	660
9° 10′	25	60000 cm^{-3}	23° C	7,3	gelbgrün	—	0,007	0,12	0,19	**0,27**	**0,25**	0,19	0,15	0,09	0,008
	24,5			7,3	gelbgrün	—	0,06	0,16	0,22	**0,27**	**0,25**	0,19	0,14	0,09	0,02
	23			7,5	gelblich	—	0,003	0,15	0,11	0,21	**0,28**	**0,25**	**0,28**	0,14	0,06
	22			7,6	gelblich	—	0,060	0,20	0,30	0,42	>0,8	**>0,8**	>0,4	0,23	0,04
	21			7,7	gelblich	—	0,007	0,10	0,16	**0,22**	**0,22**	0,16	0,11	0,09	0,03
	19			8,0	grün	—	0,02	0,10	0,15	0,26	**0,40**	0,45	0,25	0,16	0,06
	18			8,2	grün	0,12	0,16	**0,18**	**0,17**	**0,21**	**0,20**	0,12	0,10	0,09	0,04
	17			8,4	grünblau	0,15	**0,18**	**0,18**	0,17	0,19	0,17	0,10	0,08	0,09	0,03
	13			9,3	blaßrot	**0,17**	**0,14**	0,11	0,09	0,08	0,07	0,09	0,15	**0,18**	0,08
	12			9,6	blaßrot	**0,16**	0,13	0,08	0,07	0,08	0,10	0,17	0,25	**0,26**	0,11
	9			10,7	rotblau	0,10	0,07	0,02	0,02	0,07	0,13	0,28	**0,35**	>0,3	0,11
	8			10,9	gelbrot	0,007	0,02	0,02	0,06	0,08	0,21	**0,38**	0,35	0,29	0,08

Tabelle Ib

14° 20′	27	59000 cm^{-3}	25° C	4,4		0,007	0,10	0,19	0,21	**0,23**	0,18	0,12	0,12	0,13	0,05
	25			5,1		0,19	**0,23**	0,17	0,12	0,11	0,10	0,12	0,16	**0,17**	0,03
	23			5,4		0,17	**0,24**	0,18	0,11	0,10	0,10	0,11	0,15	**0,18**	0,09
	21			5,5		0,19	**0,20**	0,09	0,07	0,07	0,10	0,16	**0,18**	0,16	0,05
	17			6,2		**0,12**	0,12	0,06	0,02	0,03	0,06	0,08	**0,09**	0,09	0,01
	15			6,5		0,007	0,007	0,004	0,007	0,05	0,06	**0,07**	0,06	0,04	0,008
	13			7,2		—	0,007	0,05	**0,06**	0,05	0,04	0,02	0,01	0,02	0,01
	11			7,8		—	—	0,004	0,02	**0,06**	0,05	0,03	0,03	0,01	0,003
	9			8,4		—	**0,003**	—	—	—	0,02	0,03	0,05	**0,07**	0,01
	7			9,6		—	—	—	0,003	0,007	0,07	0,12	**0,18**	0,17	0,06
	5			11,7		0,007	0,05	0,06	0,08	0,09	0,16	0,25	0,27	0,25	0,06

durchläuft das Streulicht gerade einmal alle „Regenbogenfarben", und zwar von violett über rot, gelb, grün nach blaugrün und violett. 1 μ Radiuszuwachs entspricht in diesem Falle etwa 60 mμ Maximumverschiebung nach blau zu, so daß bei

$5\,\mu$ = violett
$6\,\mu$ = rot
$6{,}5\,\mu$ = gelb
$7\,\mu$ = grün
$7{,}5\,\mu$ = blaugrün
$8\,\mu$ = blauviolett
$8{,}5\,\mu$ = violett

beobachtet werden. Jedoch das wiederholte Durchlaufen dieser Farbenfolge vom kleinsten bis zum größten Radius dürfte der Angabe der Größe Schwierigkeiten bieten. Es könnte eine violette Färbung des Streulichtes nach obiger Tabelle ebensogut $5\,\mu$ als auch $8{,}5\,\mu$ Radius entsprechen. Demnach kann man aus der Beobachtung der Farbe des Streulichtes eines einzelnen Streuwinkels über die Teilchengröße nur bedingt etwas aussagen.

Deutet die spektrale Intensitätsverteilung nun darauf hin, daß die Farberscheinungen auf Beugung begründet sind oder weist sie auf Brechung hin? Dazu müßte ein Vergleich mit theoretischen Werten stattfinden.

Berechnet man die spektrale Intensitätsverteilung für einen bestimmten Winkel nach der Formel für die Fraunhofersche Beugung an kreisrunden Öffnungen:

$$I = I_0 \left(\frac{\pi r^2}{\lambda R}\right)^2 \left[\frac{2\,I_1(z)}{Z}\right]^2 \text{ [1]}$$

und unter Verwendung der in Jahnke-Emde[2]) tabellierten Besselschen Funktionen $I_1(z)$ $\left(z = \frac{2\pi r \sin\varphi}{\lambda}\right.$ bedeutet dabei das Argument der Besselschen Funktion, r den Radius, R die Entfernung von der Auffangebene, I die Beugungsintensität und I_0 die primäre Intensität, λ wie üblich die Wellenlänge$\left.\right)$, so zeigt sich folgendes:

Ein Intensitätsmaximum, das mit wachsendem Tröpfchenradius r immer schmaler und höher wird, wandert bei größer werdenden Tröpfchen von blau nach rot über das Spektrum hinweg. Für einen Beugungswinkel von 14°56′ und bei einer Größenordnung des Radius von $r = 2{,}00\,\mu$ entspricht dem Zuwachs $\Delta r = 0{,}25\,\mu$ eine Verschiebung des Maximums von etwa 100 mμ,

1) Entnommen aus Geiger-Scheel, Handbuch der Physik XX, S. 68, 1928.

2) Jahnke-Emde, Funktionstafeln, Teubner, 1933.

während bei Radien von 4,00 μ die Verschiebung für denselben Zuwachs nur etwa 50 mμ beträgt. Bei so großen Radien wächst auch noch, ehe dieses Maximum über rot hinaus ist, die Intensität im Blau schon zu einem zweiten Maximum an, was eine violette Färbung bedingt.

Diese Betrachtung der spektralen Intensitätsverteilung und ihr Verlauf mit wachsendem Tröpfchenradius scheint mir besonders geeignet zur Ermittlung einer Gesetzmäßigkeit. Sie stellt ein einfaches, eindeutiges Kriterium dar. Die stets mit großen Fehlern behafteten Messungen an Nebeln werden sich nie in allen Meßpunkten genau mit berechneten Werten belegen lassen. Der Vergleich des Wanderns der Maxima in beobachteter und berechneter spektraler Intensitätsverteilung gibt dann ohne lange theoretische Ausführungen sofort Anhaltspunkte, ob die Meßergebnisse der Gesetzmäßigkeit entsprechen. Darüber hinaus sind Schlüsse auf eine passende Gesetzmäßigkeit möglich.

Auf Grund der hier durchgeführten objektiven Aufnahme der spektralen Intensitätsverteilung des Streulichtes läßt sich also sehr schnell beurteilen, ob die Beugung als physikalische Ursache der Färbung verantwortlich gemacht werden kann. Die Veränderung der spektralen Streulichtverteilung braucht nur mit der oben gegebenen, durch Beugung verursachten verglichen zu werden. Auch die experimentellen Ergebnisse zeigen, wie die gerechneten spektralen Verteilungen eine Verschiebung der Intensitätsmaxima mit Änderung der Radien. Die in Tabelle I fettgedruckten Zahlen, die den größten Meßwert jeder Spalte angeben, in deren Nähe also die dem Maximum entsprechende Wellenlänge liegt, lassen, trotzdem sie die Stelle des Maximums nicht genau erfassen und außerdem noch mit den unvermeidlichen Meßfehlern behaftet sind, ein regelmäßiges Wandern der Maxima mit größer werdenden Tröpfchen erkennen.

Das Maximum verschiebt sich bei einem Zuwachs des Radius von 0,5 μ um etwa 50 mμ in der Richtung von rot nach blau, also gerade umgekehrt, wie die Berechnung auf Grund der Beugung verlangt. Dieser Widerspruch kann nur so entstehen, daß die Zerstreuung des Lichtes an Nebeltröpfchen von Radien größer als 4 μ und bei so großem Streuwinkel nicht mehr auf Grund von Beugung allein erklärt werden kann. Damit ist schnell und eindeutig erwiesen, daß andere Streuursachen die Erscheinungen wesentlich beeinflussen müssen.

Die Wanderung der Maxima, die gerade umgekehrt der Beugungsgesetzmäßigkeit ist, deutet auf eine Zerstreuung des den Tropfen durchlaufenden Lichtes auf Grund von Brechung, und der damit zusammenhängenden Dispersion als Ursache. Dabei wäre das hier beobachtete umgekehrte Wandern der Maxima infolge der bei der Dispersion der Wellenlänge umgekehrt proportionalen Ablenkung zu erklären. Außerdem hat sich die Brechung schon bei kleinen Nebeltropfen, wo $r < 2{,}5\ \mu$ ist, als nicht vernachlässigbar herausgestellt (Mecke [6]). Auch Roth (11) konnte schon durch Vergleich der Streuerscheinungen an durchsichtigen Nebeln und undurchsichtigen streuenden Medien (Hg-Dampfnebel, Zementstaub) zeigen, daß die Durchsichtigkeit einen wesentlichen Einfluß bis zu Streuwinkeln von 30° hat. Wollte man den genauen spektralen Intensitätsverlauf des gebrochenen Lichtes berechnen, um die Wanderung der Maxima festzustellen, so müßte die Wellenfläche des Lichtes nach Durchlaufen des Tropfens ermittelt und durch numerische Integration die Intensität bestimmt werden, ähnlich wie Möbius (7) dies für das neben den beiden Brechungen beim Ein- und Austritt einmal innen reflektierte Licht getan hat. Rosenberg (8) gibt die Erweiterung der Theorie für x-Ordnungen, wo x gleich der Zahl der Innenreflektionen ist und = Null gesetzt den vorliegenden Fall darstellt. Solche Rechnungen sind sehr umfangreich (s. Möbius l. c.) und eine Annäherungsmethode, wie sie die Mascartsche darstellt, ist für den Fall $x = 0$ nicht anwendbar.

Für unsere Betrachtung soll eine Abschätzung der Intensität des durch Beugung und Brechung gestreuten Lichtes genügen. Solange die Intensität der Beugungsmaxima größer ist als die Intensität des durch Brechung zerstreuten Lichtes, werden die Erscheinungen beugungstheoretisch zu beschreiben sein. Wird die durch Brechung zerstreute Intensität größer, so wird auf dieser Grundlage gerechnet werden müssen. Es genügt also, die durch Beugung und Brechung gestreute Intensität für verschiedene Tröpfchengrößen und diese Winkel zu vergleichen. Dafür ist zunächst die Intensität der Beugungsmaxima zu berechnen. Fig. 4, wo die Intensität der Maxima als Funktion der Radien aufgetragen

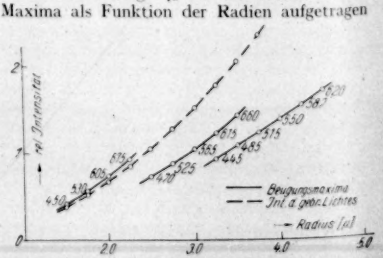


Fig. 4. Vergleich der berechneten Intensität des gebeugten und gebrochenen Lichtes.

ist, zeigt den oben schon erwähnten Sachverhalt der Verschiebung der Maxima mit wachsenden Radien nach größeren Wellenlängen (die Werte der Wellenlängen sind bei den berechneten Punkten angeschrieben) und die damit verbundene Intensitätsvergrößerung.

Die aufgezeichnete, gestrichelte Kurve gibt die Intensität des durch Brechung zerstreuten Lichtes. Das den Tropfen durchsetzende Licht erleidet einen Verlust durch

1. die doppelte Brechung beim Ein- und Austritt, die sich nach Fresnel berechnen läßt, und
2. durch die Divergenz nach Verlassen des Tropfens, die von Roth (l. c.) berechnet worden ist.

Zur Berechnung der Intensität bzw. der Amplitude des durch Brechung zerstreuten Lichtes möge ein Weg eingeschlagen werden, der von Mecke (l. c.) gegeben worden ist.

Für die Verluste bei der Brechung berechnet sich danach aus den Fresnelschen Formeln ein Mittelwert für die Amplitude des zweimal gebrochenen Lichtes:

$$a' = a\left(\frac{2}{n+1}\right)^2\left(1 - \frac{1}{2}\frac{n+1}{n-1}\sin^2\frac{\varphi}{2}\right) = a\varepsilon \quad (1)$$

für Streuwinkel φ bis etwa 30°. Dabei bedeuten a die Amplitude des primären Lichtes und n den Brechungsindex des Tropfens für eine mittlere Wellenlänge. (Es wird die Intensität für eine mittlere Dispersion berechnet.)

Die Divergenz des Lichtes wird nach Roth (l. c.) proportional der Fläche gesetzt, auf die sich die auf den Tropfen fallende Lichtmenge ausbreitet. Die Lichtmenge auf den ringförmigen Querschnitt

$$df = 2\pi\varrho d\varrho$$

(ϱ = Radius, $\varkappa\varrho$ = Ringbreite) breitet sich durch die Ablenkung bei der Brechung auf die Fläche

$$dF = 2\pi s R d\varphi$$

des Raumwinkels $2\pi \sin\varphi\varkappa\varphi$ aus. (s der Radius des Ringes im Abstande R, so daß $\sin\varphi = \frac{s}{R}$.)

Damit wird die Intensität des gebrochenen Lichtes

$$b^2 = \frac{df}{dF}a'^2 = \frac{\varrho d\varrho}{Rsd\varphi}a'^2.$$

Setzt man die Amplitude b proportional einer Größe

$$A = \frac{a\pi r^2}{R}\cos^2\frac{\varphi}{2},$$

die schon bei der Berechnung der Amplitude des gebeugten Lichtes

$$b_{beug} = \frac{A}{\lambda}\left[\frac{2}{z}J_1(z)\right]$$

benutzt worden ist, so ist

$$b = KA.$$

Unter Berücksichtigung der Beziehungen zwischen Tröpfchenradius r, dem Einfallswinkel α und dem Brechungswinkel β erhält Mecke für dieses

$$K = \frac{\varepsilon n}{A\pi\cos^2\frac{\varphi}{2}}\sqrt{\frac{\cos\alpha\cos\beta}{\cos\frac{\varphi}{2}}}$$

wo A noch eine durch die Phase bedingte, linear in r abhängige Größe ist, und ε der bei a stehende Faktor [s. Gleichung (1)].

Damit ist die Amplitude dem Radius und die Intensität dem Quadrat des Radius direkt proportional. Eine Durchrechnung für $\varphi = 14°56'$ ergeben die in Fig. 4 gestrichelt eingezeichneten Werte. Für Tropfenradien, die kleiner als 1,5 μ sind, überwiegt nach dieser Abbildung stets die durch Beugung zerstreute Intensität. Die Beugungsmaxima liegen höher als die Intensität des gebrochenen Lichtes. Werden die Radien größer, so gewinnt die Intensität des gebrochenen Lichtes immer mehr an Einfluß. Dies stimmt mit dem experimentellen Befund überein. Für Tröpfchen größer als 5 μ Radius hat die Intensität des gebrochenen Lichtes einen wesentlichen Einfluß. Bei welcher Tröpfchengröße der Einfluß beginnt, läßt sich hiernach nicht sagen. Bemerkbar machen muß er sich jedenfalls — immer für den betrachteten Winkel — von etwa 2,25 μ an. Mecke (l. c.) hat für diese Größe tatsächlich recht große Abweichungen von der Beugungstheorie gefunden, die er ebenfalls auf einen Einfluß der Brechung zurückführt. Nach Meckes Endformel ergibt sich auch die Umkehr in der Wanderung der Maxima, also der Einfluß der gebrochenen Intensität für größere Tropfen. Berechnet man danach die spektrale Intensitätsverteilung für mehrere Tröpfchenradien und dem selben Winkel von 14°56', so tritt die Umkehr in der Wanderung der Maxima, aus der sich so eindeutig die Ursache der Streuung erkennen ließ, bei einem Radius von etwa 4,30 μ ein. Fig. 5 gibt die Intensitätsverteilung in den Streulichtspektren für 3,75 μ, 4,00 μ, 4,25 μ und 4,50 μ[1]) an, wie sie sich nach Mecke errechnet. Bis 4,25 μ verlaufen die Maxima, wie nach der Beugungstheorie zu erwarten ist. Das Maximum von 4,50 μ Radius liegt dagegen nach blau verschoben. Den gleichen Verlauf zeigen die Nebenmaxima. Die Umkehr in der Wanderung der Maxima und damit der wesentliche Einfluß des gebrochenen Lichtes beginnt demnach bei 4,30 μ Tropfenradius (für diesen Winkel). Für kleinere Winkel wird er bei größeren Radien zu erwarten sein und für größere Winkel bei kleineren Radien.

1) Für größere Radien, wie sie hier experimentell z. B. beobachtet worden sind, ist diese Formel wegen der im Argument begrenzten Tabellierung der Besselschen Funktionen nicht anwendbar.

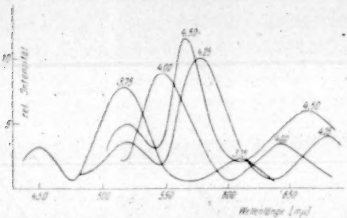


Fig. 5. Nach Mecke berechnete spektrale Streulichtverteilung.

Zusammenfassung

Da die theoretischen Berechnungen des Streulichtes an Nebeltropfen, deren Radien größer als 10 λ sind, auf Schwierigkeiten stoßen, wird versucht, die Gesetzmäßigkeit zwischen der Farbe des Streulichtes und der Größe solcher Tropfen experimentell zu finden. Durch Benutzung einer Kondensationskammer, die homogene Nebel wirbelfrei erzeugt, so daß mit der Fallgeschwindigkeit die Tröpfchengröße gemessen werden kann, und durch Anwendung eines geeigneten Verfahrens zur Beobachtung von Streulicht, gelingt es, Spektren des Streulichtes verschiedener Streuwinkel und Tröpfchenradien photographisch aufzunehmen. Ihre photometrische Auswertung zeigt einen gesetzmäßigen Verlauf des die Streulichtfarbe bestimmenden Intensitätsmaximums. Danach steigt mit größer werdenden Tropfen die Intensität des durch Brechung zerstreuten Lichtes relativ zu der des gebeugten und beeinflußt mit wachsenden Tropfen die Streuerscheinung unter kleiner werdendem Winkel.

Zum Schluß sei mir gestattet, Herrn Prof. Dr. A. Kühl, dem Leiter des Institutes für wissenschaftliche Mikroskopie und angewandte Optik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena für sein stets förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank auszusprechen. Rat und Tat waren mir von seiner Seite jederzeit gewiß.

Literaturverzeichnis

1) Trinks, Ann. d. Phys. **22**, 561, 1935.
2) Mie, Ann. d. Phys. **26**, 377, 1908.
3) Debye, Ann. d. Phys. **30**, 57, 1909.
4) Blumer, Zeitschr. f. Phys. **32**, 119, 1925; **38**, 304, 1926; **39**, 195, 1926.
5) Blumer, Zeitschr. f. Phys. **38**, 920, 1926.
6) Mecke, Ann. d. Phys. **61**, 671, 1920; **62**, 627, 1920.
7) Möbius, Ann. d. Phys. **40**, 736, 1913.
8) Rosenberg, Ann. d. Phys. **68**, 414, 1922.
9) Barkow, Erlanger Dissertation 1906, S. 65.
10) Löwe, Dt. Opt. Wochenschr. **17**, 297, 1931.
11) Roth, Met. Zeitschr. **40**, 736, 1913.

Jena, Institut für angewandte Optik, August 1938. *(Eingegangen 1. November 1938)*

Dispersion und Absorption kurzer elektrischer Wellen und Molekülstruktur

(Vorläufige Mitteilung)

Von E. Keutner[1]) und G. Potapenko

Einleitung

Das Studium des Verhaltens der Dipolflüssigkeiten im elektrischen Hochfrequenzfeld hat sich während der letzten Jahre wesentlich auf die Messung der Absorption längerer Wellen (Meterwellen) beschränkt[2]). Es konnte gezeigt werden, daß die Formeln der einfachen Debyeschen Theorie auf viele Flüssigkeiten anwendbar sind. Trotzdem erforderten die Experimente eine mehr detaillierte und insbesondere die Assoziation berücksichtigende Theorie. Ansätze dazu wurden von Malsch[3]) und von Debye und Ramm[4]) gemacht. Immerhin zeigen sowohl die Experimente wie diese theoretischen Ansätze, daß es, um neue Einblicke in den Aufbau der Dipolflüssigkeiten zu erhalten, notwendig ist:

1. Zu kürzeren Wellen überzugehen.
2. Die Absorption und Dispersion zu messen.

Unsere Messungen wurden mit der Methode von Drude-Coolidge in der Anordnung des einen von uns[5]) im Gebiet von 18–130 cm Wellenlänge ausgeführt. Als Dipolflüssigkeiten wurden die Alkohole von Methyl- bis n-Butylalkohol sowie Glyzerin gewählt.

Apparatur

Die Apparatur bestand im wesentlichen aus dem Sender, dem Lechersystem und dem Meßkondensator.

Der Generator (Bremsfeldschaltung) wurde schon früher eingehend beschrieben[6]). Die Wellenlänge war während einer Meßreihe auf etwa 0,02 mm konstant.

Das Lechersystem bestand aus Kupferdrähten von 0,20 cm Durchmesser und 2 cm Abstand. Verschiebungen der beweglichen Plattenbrücke (Durchmesser 35 cm) wurden bis auf 0,01 mm abgelesen. Einstellung der Resonanz erfolgte mittels eines induktiv angekoppelten, hinter der Brücke abgeschirmt angebrachten Hochvakuumthermoelements.

1) International Exchange Fellow in Physics.
2) P. Debye und Mitarbeiter, J. Malsch und Mitarbeiter, M. Wien und Mitarbeiter.
3) J. Malsch, Physik. Zeitschr. **33**, 381, 1932; **37**, 849, 1936; Ann. d. Phys. **29**, 48, 1937.
4) P. Debye, Physik. Zeitschr. **36**, 100 und 193, 1935; P. Debye und W. Ramm, Ann. d. Phys. **28**, 28, 1937.
5) G. Potapenko, Zeitschr. f. Phys. **20**, 21, 1923.
6) G. Potapenko, Phys. Rev. **39**, 625 u. 638, 1932.

Der Kondensator hatte die im wesentlichen schon von Drude eingeführte Form. Er befand sich immer in der Ebene der Lecherdrähte. Zwecks leichterer Reinigung war er oben und unten mit einem durch einen Korken verschlossenen Hals versehen. Die Platindrähte (Durchmesser 0,05 cm) ragten etwa 1 mm in den Kolben hinein. Die Einstellung der Entfernung von der festen Plattenbrücke (Durchmesser 5 cm) geschah mittels kalibrierter Kupferplättchen.

Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur vorgenommen.

Meßmethode

Die Meßmethode ist früher eingehend beschrieben worden[1]). Fig. 1 zeigt schematisch das Lechersystem: a ist der Abstand des Meßkondensators von der festen Brücke A; d ist die durch den Kondensator bewirkte „Verkürzung des Systems". Ferner ist $\lambda/2 = l + \varkappa$, wo $\varkappa$ die sog. „Brückenverkürzung" bedeutet, hervorgerufen durch die nicht vollständig reflektierenden Brücken. Zur Berechnung der Dielektrizitätskonstante ε aus d haben wir die Formel:

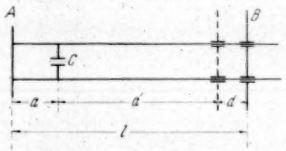


Fig. 1.

$$\delta_0 + \varepsilon\delta = K = \frac{\pi d}{\sin\frac{2\pi a}{\lambda}\,\sin\frac{2\pi(a+d)}{\lambda}} \qquad (1)$$

δ_0 und δ sind zwei Konstanten proportional der Ballast- und der Wirkungskapazität des Kondensators; sie wurden experimentell mittels Eichflüssigkeiten bestimmt zu: $\delta_0 = 0{,}84$ und $\delta = 0{,}624$.

Zur Berechnung des Absorptionsindex $\varkappa$ benutzen wir die Formel:

$$\frac{\varkappa}{1-\varkappa^2} = M = \frac{d\gamma}{4\pi}\left(1 + \frac{\delta_0}{\varepsilon\delta}\right) \cdot \left| \frac{a\,\sin\frac{2\pi a'}{\lambda}\,\sin\frac{2\pi a}{\lambda} + a'\,\sin\frac{2\pi a}{\lambda}\,\sin\frac{2\pi a'}{\lambda}}{d} \right| \cdot \left| 1 + \frac{\quad}{\quad} \right| \qquad (2)$$

$d\gamma$ ist der Zuwachs des logarithmischen Dämpfungsdekrements nach Einschaltung des Kondensators; $d\gamma$ wurde aus zwei Resonanzkurven nach der Formel von Bjerknes bestimmt. Es wurde immer die ganze Resonanzkurve (12–15 Punkte) aufgenommen. Der Koeffizient der Unsymmetrie q der Kurven nach Kessenich[1]) konnte fast immer unter 2 Proz. gehalten werden (in wenigen Ausnahmefällen betrug q wegen der großen Absorption bis zu 5 Proz.)

Die Gültigkeit der Formel (1) wurde eingehend geprüft[2]). Wir fanden, daß in unserem Fall eine Korrektion, wie sie kürzlich von Romanow[3]) vorgeschlagen wurde, keinesfalls angebracht zu werden brauchte. Eine gewisse Unsicherheit kommt in die Messungen bei den kürzeren Wellen hinein, da es nicht genau bekannt ist, wie sich die Brückenverkürzung α auf die beiden Brücken verteilt. Wir hielten es auf Grund unserer Messungen zur Prüfung der Formeln für das ratsamste, α auf beide Brücken gleichmäßig zu verteilen. Da nun das Verhältnis α zu a bei $\lambda = 18$ cm bis zu etwa 1 : 10 ist, kann a bei den kürzeren Wellen mit einem Fehler von wenigen Prozenten behaftet sein.

Auf Grund der erwähnten Fehlerquellen, wie Inkonstanz des Senders, der Asymmetrie der Resonanzkurve, der Temperaturinkonstanz und der Unbestimmtheit der Verteilung von α möchten wir den Fehler in ε bzw. $\varkappa$ bei den längeren Wellen ($\lambda \geqq 53$ cm) zu unter 5 Proz. angeben. Bei den kürzeren beträgt er einige Prozent mehr, bleibt aber immer unter 10 Proz.

Assoziation und Molekülstruktur

a) Wir berechnen aus unseren Werten[4]) die von Malsch[5]) eingeführte Konstante y:

$$y = 2\pi c\tau\,\frac{\varepsilon_0 + 2}{n_0^2 + 2}\,, \qquad (3)$$

1) W. Kessenich, Ann. d. Phys. **2**, 445, 1929.

2) P. Abadie (L'Onde El. **16**, 89 und 247, 1937) kritisierte kürzlich Formel (1), um die Unterschiede seiner eigenen Resultate und der früheren des einen von uns (Potapenko) im Propylalkohol zu erklären. Seine Kritik geht aber von einer falschen Voraussetzung aus. In die Formel für die Kapazität des Kondensators $C = \varkappa_0 + \varepsilon\varkappa$ setzt er für ε die komplexe Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ ein, während in Wirklichkeit ε in der obigen Formel mit ε' gleichzusetzen ist, also nur mit dem reellen Teil der komplexen Dielektrizitätskonstante. Der erwähnte Unterschied der Resultate ist in Wirklichkeit auf den Einfluß der langen Zuführungsdrähte des früher benutzten Kondensators zurückzuführen. Unsere vorliegenden Messungen sind in sehr guter Übereinstimmung mit denen Abadies, wie später gezeigt werden wird.

3) W. I. Romanow, Physik. Zeitschr. d. Sowjetunion **9**, 362, 1936.

4) Unsere experimentellen Werte ε und $\varkappa$ sowie Messungen der Temperaturabhängigkeit werden an anderer Stelle ausführlich veröffentlicht werden.

5) J. Malsch, Ann. d. Phys. **12**, 865, 1932. y wird von manchen Autoren „Sprungwellenlänge" λ_s genannt.

1) G. Potapenko, Zeitschr. f. Phys. **20**, 21, 1923; Verh. d. Wiss. Forsch.-Inst. f. Phys. Moskau, Heft **6**, 1, 1926 (russisch).

wobei die Relaxationszeit τ gleich ist:

$$\tau = \frac{4\pi\eta r^3}{kT}, \qquad (4)$$

wobei r der Radius des rotierenden Gebildes ist; γ berechnet sich aus ε (Dispersion) mittels:

$$\gamma_D = \lambda \sqrt{\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{\varepsilon - n_0^2}} \qquad (5)$$

und aus $\varkappa$ (Absorption):

$$\gamma_A = \frac{(1-\varkappa^2)(\varepsilon_0 - n_0^2)\lambda}{4 n_0^2 \varkappa} \pm \sqrt{\left[\frac{(1-\varkappa^2)(\varepsilon_0 - n_0^2)\lambda}{4 n_0^2 \varkappa}\right]^2 - \frac{\varepsilon_0 \lambda^2}{n_0^2}} \qquad (6)$$

oder mit $\frac{1-\varkappa^2}{\varkappa} = \frac{1}{M}$

$$\gamma_A = \frac{\lambda}{n_0}\left[\frac{\varepsilon_0 - n_0^2}{4 M n_0} \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_0 - n_0^2}{4 M n_0}\right)^2 - \varepsilon_0}\right]. \qquad (6a)$$

Obwohl nun nach der einfachen Debyeschen Theorie γ_D gleich γ_A sein sollte, erweist sich i. a. $\gamma_A \geq \gamma_D$. Tabelle I gibt in den beiden ersten Spalten die Mittelwerte beider γ-Werte[1]) der vier Alkohole ($t = 20°$ C).

Tabelle I

	γ_D	γ_A	γ nach Schmelzer[2])	γ nach Hackel[3])	Dipolmoment[4]) $\mu \cdot 10^{18}$
Methylalkohol ..	17	11	12,6	—	1,67
Äthylalkohol	39	31	27	27,9	1,70
n-Propylalkohol .	74	64	74	70	1,66
n-Butylalkohol..	91	83	150	100	1,66

Zum Vergleich sind in Spalte 3 und 4 der Tabelle I die aus Absorptionsmessungen mit langen Wellen gefundenen γ-Werte eingetragen, die man mit unseren γ_A-Werten vergleichen sollte. Die Übereinstimmung ist befriedigend (betreffs Butylalkohol siehe Chr. Schmelzer, a. a. O., S. 47, Anm. 5). Die in Tabelle I festgestellte Ungleichheit von γ_A und γ_D ist in Übereinstimmung mit der von Potapenko[5]) gefundenen Tatsache, daß der Molekülradius aus der Absorption sich als kleiner erweist als der aus der Dispersion. Ähnliches läßt sich auch an den Messungen von Mizushima[6]) und von Girard und Abadie[1]) zeigen. Eine Erklärung für diese offenbar charakteristische Erscheinung konnte bisher von der Theorie nicht gegeben werden.

b) Betrachten wir nun die γ-Werte aus der Dispersion. Malsch[2]) hatte erstmalig gezeigt, daß die γ-Werte unter dem Einfluß einer Behinderung durch die Nachbarmoleküle verkleinert werden, d. h. daß sich das Dispersionsgebiet nach höheren Frequenzen hin verschiebt. Zu derselben Folgerung gelangen Debye und Ramm[3]) in dem Fall, daß die Behinderungsenergie groß gegen die Temperaturenergie kT ist. Diese Voraussetzung ist bei uns im wesentlichen erfüllt. Wir dürfen daher unsere γ_D-Werte durch den Assoziationsfaktor β dividieren, um den Wert der wahren — unassoziierten — Konstante γ zu erhalten. β erhält man aus dem Verhältnis der Molekularpolarisationen, berechnet einmal aus der gemessenen Dielektrizitätskonstanten, zum anderen Mal aus dem Dipolmoment[4]). Tabelle II zeigt die Ergebnisse.

Tabelle II

	γ_D	β	$\gamma_D \cdot \frac{1}{\beta} = \gamma$	r (in Å)
Methylalkohol ..	17	0,55	31	2,12
Äthylalkohol	39	0,70	56	2,24
n-Propylalkohol .	74	0,86	86	2,24
n-Butylalkohol..	91	0,96	95	2,22

Die 4. Spalte zeigt unerwartet, daß die aus Spalte 3 mittels Formel (3) und (4) berechneten[5]) Radien des rotierenden Gebildes der vier Alkoholmoleküle in erster Annäherung gleich sind[6]) [7]).

Nun scheint dies Ergebnis nicht zu der anschaulichen Vorstellung von den Dimensionen der betreffenden Moleküle zu passen. Um zu zeigen, daß unsere Meßergebnisse trotzdem in Einklang mit den von physikalisch-chemischer Seite her entwickelten Molekülvorstellungen sind, müssen wir etwas näher auf diese eingehen[8]).

1) Die γ_A-Werte konnten berechnet werden nur für den Fall, daß $\varkappa$ vom Maximum entfernt auf der Seite der langen Wellen hin gemessen wurde.

2) Chr. Schmelzer, Ann. d. Phys. **28**, 35, 1937.

3) W. Hackel, Physik. Zeitschr. **38**, 195, 1937.

4) H. A. Stuart, Molekülstruktur, S. 130, Berlin 1934.

5) G. Potapenko, a. a. O., S. 90, 1926.

6) San I. Mizushima, Sci. Papers Inst. Phys. Chem. Res. **5**, 201, 1927; **9**, 209, 1928.

1) P. Girard und P. Abadie, Compt. Rend. **195**, 119, 1932.

2) J. Malsch, Physik. Zeitschr. **33**, 386, 1932.

3) P. Debye und W. Ramm, a. a. O.

4) J. Malsch, Physik. Zeitschr. **33**, 386, 1932; P. Debye, Physik. Zeitschr. **35**, 100, 1934.

5) η nach Landolt-Börnstein I, S. 151.

6) Ob der noch vorhandene kleine Gang reell ist, können wir auf Grund unserer Messungen nicht entscheiden.

7) Zum Vergleich eignen sich noch die von E. Keutner (Ann. d. Phys. **27**, 29, 1936) gemessenen unassoziierten höheren Alkohole. Die Werte waren nach einer relativen Methode erhalten. Die Bezugnahme auf den neueren Hackelschen Wert für Propylalkohol $\gamma_{20} = 70$ ergibt für Amylalkohol: $\gamma_{25} = 100$, für Hexylalkohol $\gamma_{25} = 120$. Die daraus berechneten Radien von $r = 2{,}32$ bzw. $2{,}28$ Å fügen sich befriedigend in Tabelle II ein.

8) Dazu siehe z. B. H. A. Stuart, a. a. O.

Fig. 2 zeigt das Kerngerüst eines Moleküls der normalen Alkoholreihe, nämlich das des n-Butylalkohols. Die Winkel am C- und O-Atom betragen etwa 110°; die Kernabstände[1]) sind:

$C-C$: 1,54 Å; $C-O$: 1,43 Å; $O-H$: 0,97 Å;
$C-H$: 1,09 Å.

Die räumliche Anordnung der Kettenglieder ist tetraederförmig und die einzelnen Glieder sind im wesentlichen freibeweglich um die Valenzrichtungen. Das Molekül hat also etwa die Form eines Zylinders, dessen Länge mit jeder CH_2-Gruppe um 1,26 Å wächst.

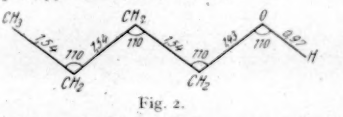


Fig. 2.

Es ist ein wesentliches Resultat der Dipolmessungen, daß die elektrischen Momente der Alkoholreihe annähernd konstant sind[2]), d. h. nur die *OH*-Gruppe enthält das Moment, während der Rest des Moleküls praktisch nichts dazu beiträgt. Da die Anwesenheit eines Moments Voraussetzung ist zur Rotation im elektrischen Feld und unter Annahme der freien Beweglichkeit, können wir unser experimentelles Resultat folgendermaßen interpretieren:

Nur der Teil des Alkoholmoleküls, in dem sich das Dipolmoment befindet (*OH*-Gruppe), rotiert im elektrischen Feld im wesentlichen freibeweglich und unabhängig von dem Rest der Kette.

Die Möglichkeit, daß nur ein Teil des Moleküls rotiert, wurde früher schon in Erwägung gezogen[3]), konnte aber nicht quantitativ entschieden werden. Vergleiche der Resultate der damals untersuchten höheren Alkohole mit unseren sind leider nicht möglich, da es sich um Messungen verdünnter Lösungen handelt, bei denen neue, bisher noch nicht erfaßbare Assoziationseffekte auftreten[4]). In allerneuester Zeit fanden dann L. D'Or und J. Henrion[5]) bei der Untersuchung von Lösungen von Orthodichlorbenzol und Paradichlorxylylen in Benzol bei annähernd gleichen Moleküldimensionen und Zähigkeiten verschiedene Relaxationszeiten. Sie schließen daraus, daß in dem einen Fall das ganze Molekül rotiert, in dem andern nur ein Teil desselben.

Um unsere obenerwähnte Annahme zu prüfen, vergleichen wir den von uns erhaltenen Radius quantitativ mit den Dimensionen der *OH*-Gruppe. Dieser setzt sich offenbar aus zwei Teilen zusammen, erstens der Projektion der *O–H*-Achse auf die Senkrechte zu *C–O* gleich 0,91 Å und zweitens dem Wirkungsradius des *H*-Atoms. Letzterer ist in Flüssigkeiten nicht genau bekannt. Versuchen wir, ihn aus unseren Werten zu berechnen, so ergibt er sich zwischen 1,23 und 1,37 Å. Diese Werte sind den aus anderen Experimenten gewonnenen nahe. Pauling[1]) findet im Metaldehydkristall r_H zu 1,07 Å, während Mack[2]) ihn bei vielen organischen Substanzen zu 1,29 Å berechnet[3]). Wir wissen auch (z. B. aus den Versuchen mit dünnen Schichten von Langmuir), daß der Wirkungsradius des *H*-Atoms in Flüssigkeiten etwa in derselben Größenordnung ist wie bei den Kristallen, auf jeden Fall ist er viel größer als der gaskinetische Radius, der sich zu etwa 0,5 Å ergibt. Es scheint daher, daß auch die Dispersions- und Absorptionsmessungen ein recht brauchbares Mittel zur Untersuchung von Molekülstrukturen sein können und daß sich die Ergebnisse gut in den Rahmen des mit anderen Methoden Erhaltenen einfügen.

c) Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Folgerungen können aber noch nicht auf alle Dipolflüssigkeiten angewandt werden. Als Ausnahme, auch von uns untersucht, ist seit langem das Glyzerin bekannt. Zwei wesentliche Merkmale kennzeichnen die Abweichungen:

1. Der in der üblichen Art berechnete Molekülradius erweist sich als etwa 10mal zu klein.
2. Die „Konstante γ" ist frequenzabhängig.

Das letztere läßt sich, wie Schreck[4]) gezeigt hat, gegebenenfalls durch Annahme mehrerer Relaxationszeiten erklären. Das erstere läßt sich qualitativ erklären, wenn man annimmt, daß die Molekülreibung im Glyzerin etwa in der Größenordnung der inneren Reibung der Alkohole liegt und daß das Glyzerin seine enorm große Viskosität einer Komplexbildung der Moleküle verdankt. Jedenfalls versagt hier die Debye-Rammsche[5]) Theorie. Bei unseren nur orientierenden Versuchen in Glyzerin nimmt γ_D von 160 ($\lambda = 130$ cm) bis zu 54 ($\lambda = 18$ cm) ab.

1) Daten nach L. Pauling; siehe auch H. A. Stuart, a. a. O., Tabelle 15, S. 81.
2) H. A. Stuart, a. a. O., S. 130.
3) W. Jackson, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 215, 1935; G. Martin, Physik. Zeitschr. **37**, 665, 1936.
4) Vgl. P. Debye, Polare Molekeln, S. 49, Leipzig 1929.
5) L. D'Or und J. Henrion, Physik. Zeitschr. **38**, 426, 1937. Siehe auch E. Keutner und G. Potapenko, Physik. Zeitschr. **38** 635, 1937.

1) L. Pauling und D. C. Carpenter, Journ. Amer. Chem. Soc. **58**, 1274, 1936.
2) E. Mack, Journ. Amer. Chem. Soc. **54**, 2141, 1932.
3) Siehe H. A. Stuart, a. a. O., Tabelle 6, S. 48.
4) C. Schreck, Physik. Zeitschr. **37**, 549, 1936.
5) Falls man nicht ein Dipolmoment der Größenordnung 6 *D* annehmen will; die einzige bisherige (wohl nur rohe) Bestimmung ist 2,2 *D*.

γ_4 läßt sich nur bei den längsten Wellen zu 85 bestimmen. Wir möchten darauf verzichten, das Glyzerinmolekül eingehender zu diskutieren.

Zusammenfassung

Es wurden Messungen der Dispersion und Absorption elektrischer Wellen von 18–130 cm in Methyl-, Äthyl-, n-Propyl- und n-Butylalkohol sowie Glyzerin ausgeführt mittels einer Abänderung der Methode Drude-Coolidge. Die Anwendung der neuen Ansätze von Malsch und Debye und Ramm, die den Einfluß der Nachbarmoleküle (Assoziation) in Rechnung setzen, bringt als wesentliches Ergebnis, daß die Radien des rotierenden Gebildes für vier Alkoholmoleküle einander gleich sind. Dies wird so interpretiert: Nur ein Teil des Alkoholmoleküls, nämlich die *OH*-Gruppe, rotiert im elektrischen Feld, freibeweglich gegenüber dem Rest des Moleküls. Die Dimensionen der *OH*-Gruppe erweisen sich als gleich mit diesem Radius. Daraus folgt, daß die Rotation der *OH*-Gruppe und nicht die des ganzen Moleküls für die Dispersion und Absorption der Alkohole im ganzen Gebiet der elektrischen Wellen verantwortlich ist.

Die Untersuchungen am Glyzerin fügen sich nicht in den allgemeinen Rahmen ein.

Auch an dieser Stelle möchten wir Herrn Prof. Dr. Linus Pauling für anregende Diskussionen bestens danken.

Pasadena (California, USA.), California Institute of Technology, Juli 1937.

(Eingegangen am 20. September 1937, endgültige Fassung am 4. November 1938)

Über die 3,2 MeV γ-Strahlung des angeregten *ThD*-Kernes

Von

Georg Stetter und Willibald Jentschke

Die einfachste Energieabgabe eines angeregten Kernes ist die elektromagnetische Strahlung. Ein Übergang unter Dipolausstrahlung findet nur zwischen Zuständen statt, bei denen der Spin des angeregten Strahlers in beiden Zuständen um $1 \cdot \frac{h}{2\pi}$ verschieden ist. Beträgt die Spinänderung 0 oder $2 \cdot \frac{h}{2\pi}$, so handelt es sich um eine Quadrupolstrahlung; ein Übergang vom Spin Null zum Spin Null ist dabei verboten. Bei den Kernen sollten also nur Strahlungsübergänge mit merklicher Häufigkeit auftreten, bei denen die Spinänderung Null, eine oder zwei Einheiten beträgt.

Es wurde von mehreren Forschern[1]) bei der Umwandlung von *ThC''* in *ThD* eine γ-Strahlung von 3,2 MeV festgestellt. Dabei handelt es sich um den Übergang aus dem höchst angeregten Zustand des *ThD*-Kernes in den Grundzustand. Nach dem Termschema von Ellis[2]) und Oppenheimer[3]) tritt dabei eine Spinänderung von drei Einheiten auf. Diese Strahlung dürfte also nach den Auswahlregeln überhaupt nicht existieren oder müßte äußerst schwach sein. Es ist daher auch von theoretischem Interesse, die Existenz und Intensität dieser γ-Strahlung sicherzustellen.

Bisherige Untersuchungen

Chadwick, Blackett und Occhialini (l. c.), weiter Alichanow, Alichanian und Kosodaew (l. c.) berichteten als erste über diese Strahlung. Simons und Zuber[4]) untersuchten mit einer Wilsonkammer die Materialisation der γ-Strahlung von *RdTh* in Argon. Neben den Paaren, die durch Materialisation der 2,62 MeV-Strahlung entstanden, fanden sich auch Paare, welche durch eine Strahlung von 3,0–3,4 MeV gebildet wurden. Sie fanden, daß auf 100 γ-Quanten der Energie von 2,62 MeV 12 ± 6 Quanten mit einer Energie von 3,2 MeV entfallen.

In jüngster Zeit wiederholte K. Zuber[5]) diese Untersuchungen mit verbesserter Auswertungsmethode und fand die Intensität übereinstimmend zu den früheren Versuchen zu etwa 9 Quanten bezogen auf 100 Quanten von 2,62 MeV. Allerdings ist dieser Wert noch immer aus sehr kleinen Absolutzahlen gewonnen, da nur 11 Elektronenpaare registriert wurden, die durch die harte γ-Strahlung entstanden, und 81 Elektronenpaare, die durch die 2,62 MeV-Strahlung hervorgerufen wurden.

Ellis[6]) untersuchte die fragliche γ-Strahlung, indem er die Protonen, die beim Photoeffekt an schwerem Wasserstoff entstehen, in einer Ionisationskammer nachwies und ihre Energie bestimmte. Es handelt sich um dieselbe Methode, die auch bei unseren Versuchen angewandt wurde. Wegen der kleinen Zahl der registrierten Teilchen konnte Ellis die Existenz der 3,2 MeV-Strahlung nur wahrscheinlich machen, jedoch nicht sicherstellen. Als obere

1) J. Chadwick, P. M. S. Blackett und G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, 235, 1934; A. Alichanian, A. Alichanow und M. Kosodaew, Journ. de Phys. **7**, 163, 1936.

2) C. D. Ellis, Proc. Roy. Soc. **136**, 396, 1932; **138**, 318, 1932.

3) Oppenheimer, Proc. Camb. Phil. Soc. **32**, 328, 1936.

4) L. Simons und K. Zuber, Proc. Roy. Soc. (A) **159**, 383, 1937.

5) K. Zuber, Helv. Phys. Acta **11**, 207, 1938.

6) C. D. Ellis, Proc. Phys. Soc. (2) **50**, 213, 1938.

Grenze für die Intensität der γ-Strahlung konnte er jedoch angeben, daß diese nur 1–3 Proz. von der 2,62 MeV-Strahlung beträgt.

Anläßlich der von uns durchgeführten Neubestimmung der Neutronenmasse aus dem Kernphotoeffekt an schwerem Wasserstoff[1]) wurde Deuterium mit einem *RdTh*-Präparat bestrahlt, wobei auch die 3,2 MeV γ-Strahlung näher untersucht wurde. Da trotz der neuen Arbeiten Unstimmigkeiten vor allem in der Frage der Intensität bestehen, seien unsere Versuche, deren Ergebnisse in der vorerwähnten Arbeit nur kurz angeführt sind, in ausführlicherer Darstellung wiedergegeben. Durch sie wird die Existenz der gesuchten Strahlung auch mit der elektrischen Untersuchungsmethode einwandfrei festgestellt. Die gefundene Intensität liegt innerhalb des von Ellis angegebenen Grenzwertes.

Experimentelle Anordnung und Ausführung der Versuche

Bei Bestrahlung mit energiereichen γ-Quanten zerfällt der schwere Wasserstoff in ein Neutron und ein Proton. Wird die kinetische Energie der herausgeschleuderten Neutronen und Protonen gemessen, so kann die Energie der γ-Strahlen bestimmt werden, da ja in der Reaktionsgleichung

$$^{2}_{1}H + h\nu = {}^{1}_{1}H + {}^{1}_{0}n + E_{\mathrm{kin}}$$

alle anderen Größen genau bekannt sind. Dabei muß natürlich die Energie der zu messenden Strahlung größer als die Bindungsenergie des schweren Wasserstoffkernes sein.

Als Ionisationskammer diente eine Aluminiumkugel, deren Volumen 1580 cm³ betrug. Mit dieser konnte auch bei höheren Gasdrucken gearbeitet werden. Die Kammer besaß eine stiftförmige Elektrode, die mit dem Röhrenelektrometer von G. Ortner und G. Stetter[2]) verbunden wurde. Die Zeitkonstante des Verstärkers betrug $5 \cdot 10^{-4}$ Sekunden, war also sehr klein. Dadurch wurde ein wesentliches Anwachsen der Unruhe, die durch die Bildung von Sekundärelektronen bedingt ist, auch bei Anwesenheit starker γ-Strahlung verhindert. Um nun auch die notwendige kleine Aufladezeit der Ladungsträger zu erhalten, nutzten wir die Elektronenbeweglichkeit in reinem Wasserstoff aus. Sauerstoff, der die Existenz freier Elektronen in Wasserstoff verhindern würde, wurde aus der Kammer entfernt. Ein Schleifenoszillograph diente als Nachweisinstrument. Die Ausschläge der Stromschleife wurden auf einem ablaufenden Film registriert. Die Eichung der Apparatur erfolgte so, daß α-Strahlen einer bestimmten Restreichweite in die Ionisationskammer geschossen wurden. Bei den Versuchen wurde ein *RdTh*-Präparat, dessen γ-Äquivalent 20 mg Radiumäquivalent betrug, in einer Entfernung von 40 cm (von der Mitte der Kugel aus gemessen) aufgestellt. Die weichen Komponenten der γ-Strahlung wurden durch 3 cm *Pb* absorbiert. Die nähere Beschreibung der Eichung sowie die genauere Beschreibung der verwendeten Anordnung geht aus unserer bereits erwähnten Abhandlung hervor.

Die Ionenmenge der Protonen, die durch die 2,62 MeV γ-Strahlung entstehen, wurde von uns zu 6650 ± 200 El.Qu. gemessen. Weiter wurde auch der mittlere Energieverbrauch, der zur Bildung eines Ions für *H*-Strahlen kleiner Reichweite in Wasserstoff erforderlich ist, bestimmt und zu 32,6 ± 1,2 eV gemessen. Die Bindungsenergie des schweren Wasserstoffkernes beträgt demnach 2,189 ± 0,022 MeV. Die Protonen, die durch die 3,2 MeV-Strahlung erzeugt werden, hätten daher eine Energie von 0,5 MeV, was einer Ionenmenge von etwa 15,500 El.Qu. entsprechen würde. Bei den Versuchen, die mit Deuterium von Atmosphärendruck vorgenommen worden waren, ergab sich zwar in der Umgebung der gesuchten Ionenmenge ein Überschuß an registrierten Teilchen gegenüber Leerversuchen (Abwesenheit des *RdTh*-Präparates), jedoch lagen diese Werte innerhalb der statistischen Schwankung. Bezüglich der Hauptgruppe waren Versuche bei höheren Drucken weniger günstig wegen des Anwachsens der Unruhe, die durch die von den γ-Strahlen ausgelösten sekundären β-Strahlen bedingt ist. Die harte Gruppe der Protonen wurde durch diese größere Unruhe nicht betroffen und konnte bei größeren Drucken mit entsprechend besserer Ausbeute gemessen werden. Bei einem Versuch mit 2 at (1 atü) wurde 27,9 Minuten lang registriert. Die Zahl der Protonen der Hauptgruppe betrug 576, während sich ein sehr schwaches Maximum in der Ausschlagsstatistik zeigte, das einer Ionenmenge von 16000 El.Qu. entsprach. Es wurden daher Versuche bei einem Druck von 4 at (3 atü) gemacht, um durch Erhöhung der Ausbeute die Realität der zweiten Protonengruppe sicherzustellen. Aus diesem Grunde wurde auch die Aufnahmedauer auf 74,5 Minuten verlängert. Dabei wird eine größere Streuung in den registrierten Ionenmengen der Protonen zu erwarten sein, weil die durch die γ-Strahlung erzeugte sekundäre β-Strahlung eine größere Unruhe hervorruft, die sich den registrierten Ionenmengen überlagert.

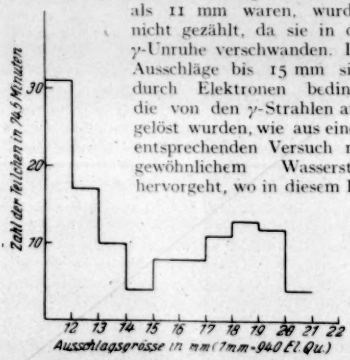
1) G. Stetter und W. Jentschke, Zeitschr. f. Phys. **110**, 214, 1938.

2) G. Ortner und G. Stetter, Zeitschr. f. Phys. **55**, 449, 1929.

Eine weitere Ursache für die Verbreiterung des Maximums liegt in folgendem: Die nach dem Impuls- und Energiesatz auftretende Streuung, welche durch die Verschiedenheit des Emissionswinkels bedingt ist, den das ausgeschleuderte Proton mit der Richtung des γ-Quants bildet, ist bei einer γ-Energie von 3,2 MeV nicht mehr zu vernachlässigen. Ist M die Masse, V die Geschwindigkeit des Protons, ε die Bindungsenergie des schweren Wasserstoffkernes, c die Lichtgeschwindigkeit und φ der Winkel zwischen einfallendem γ-Quant und ausgeschleudertem Proton, dann gilt nach dem Impuls und Energiesatz für die kinetische Energie E des Protons:

$$E = \frac{1}{2}\left[h\nu\left(1 - \frac{h\nu}{2Mc^2}\right) + h\nu\left(\frac{V}{c}\right)\cos\varphi - \varepsilon\right].$$

Die Energie E schwankt um einen Mittelwert, der durch $\varphi = 90°$ gegeben ist. Die maximale Energiestreuung beträgt in unserem Falle ungefähr ± 58000 eV. Da aber infolge des Vorherrschens des photoelektrischen Effektes gegenüber dem photomagnetischen (experimentelle Bestätigung durch Chadwick, Feather und Bretscher[1]) die Umgebung des Winkels $\varphi = 90°$ bevorzugt ist, ist die Schwankung der Energie der Protonen für die meisten Teilchen kleiner. In der Figur ist das erhaltene Ergebnis bei Bestrahlung von schwerem Wasserstoff mit *RdTh* bei einem Druck von 4 at wiedergegeben. Die Teilchen, die bei dem entsprechenden Leerversuch (Abwesenheit des *RdTh*-Präparates) während der gleichen Versuchsdauer gezählt wurden, sind bereits abgezogen. Die Ausschläge, die kleiner als 11 mm waren, wurden nicht gezählt, da sie in der γ-Unruhe verschwanden. Die Ausschläge bis 15 mm sind durch Elektronen bedingt, die von den γ-Strahlen ausgelöst wurden, wie aus einem entsprechenden Versuch mit gewöhnlichem Wasserstoff hervorgeht, wo in diesem Bereich ungefähr die gleiche Teilchenzahl registriert wurde. Dabei handelt es sich zum Großteil um die Registrierung einzelner Elektronen, die ja wegen des langen Bremsweges in der Kammer und der von ihnen ausgelösten Sekundärelektronen solche Ionenmengen erzeugen können. Bei den Ausschlägen von 16–21 mm sieht man ein deutliches Wiederansteigen der Teilchenzahlen, was auf die 3,2 MeV-Strahlung zurückzuführen ist. Bei dem Versuch mit leichtem Wasserstoff als Kammerfüllung ergab sich für diese Ausschlagsgrößen kein Wiederansteigen der Teilchenzahl.



Ausschlagsstatistik über die durch die 3,2 MeV γ-Strahlung des *ThD* an schwerem Wasserstoff ausgelösten Protonen. (Versuch bei 4 Atmosphären Druck in der Ionisationskammer).

Die Anzahl der Protonen der Hauptgruppe konnte bei dem Hochdruckversuch nicht gemessen werden. Sie konnte aber aus den Versuchen bei 1 at berechnet werden und ergab sich zu 3200 ± 140. Die Zahl der Ausschläge zwischen 16 und 21 mm betrug 56, wobei, wie schon erwähnt, die Zahl der Teilchen beim Leerversuch (18 Teilchen für dieselbe Versuchszeit) abgezogen ist. Demnach beträgt die Zahl dieser längeren Protonen $1{,}8 \pm 0{,}2$ Proz. von der Zahl der Protonen mit kleinerer Reichweite. Diese erzeugen im Mittel eine Ionenmenge von 16500 ± 1000 El.Qu. Der Fehler in dieser Bestimmung ergibt sich nicht etwa aus der Messung der Ionenmenge selbst, sondern nur dadurch, daß das Maximum in der Statistik nicht genügend scharf ist. Dieser Ionenmenge entspricht eine mittlere Energie von $0{,}537 \pm 0{,}033$ MeV. Proton und Neutron haben also zusammen eine Energie von $1{,}074 \pm 0{,}065$ MeV. Zählt man nun noch die bei der Zertrümmerung des Deuteriumkernes verbrauchte Energie von $2{,}189 \pm 0{,}002$ MeV hinzu, so erhält man $3{,}263 \pm 0{,}07$ MeV, einen Wert, der mit dem erwarteten gut übereinstimmt. Ob es sich dabei um eine monochromatische Strahlung oder um mehrere eng beieinanderliegende Linien handelt, kann auf Grund dieser Versuche nicht entschieden werden.

Um das Quantenverhältnis der γ-Strahlung der hohen Energie zu der von 2,62 MeV zu finden, muß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ für den Photoeffekt berücksichtigt werden. Es gilt unter Vernachlässigung des photomagnetischen Effektes[1]):

$$\sigma = 1{,}16 \cdot 10^{-26} \cdot \frac{(\varrho - 1)^{\frac{3}{2}}}{\varrho^3} \text{ cm}^2.$$

Dabei bedeutet ϱ das Verhältnis der Energie der γ-Strahlen zur Bindungsenergie des schweren Wasserstoffkernes. Daraus errechnet sich der Wirkungsquerschnitt des Kernphotoeffektes mit der 3,2 MeV-Strahlung etwa doppelt so groß wie bei der 2,62 MeV-Strahlung. Berücksichtigt man

1) J. Chadwick, M. Feather und E. Bretscher, Proc. Roy. Soc (A) **163**, 366, 1937.

1) H. A. Bethe und F. Bacher, Rev. of mod. Phys. **8**, 83, 1936.

ferner die etwas geringere Absorbierbarkeit der harten Strahlung[1]) in dem vorgeschalteten *Pb*-Filter von 3 cm Dicke, so ergibt sich folgendes Quantenverhältnis: 0,8 Quanten der hohen Energie kommen auf 100 Quanten von 2,62 MeV. Der Fehler beträgt dabei ± 25 Proz. Die an dem Paarbildungsprozeß mit Hilfe der Wilsonkammer gefundenen viel höheren Ausbeuten sind mit diesem Resultat nicht in Einklang zu bringen.

Zusammenfassung

Aus dem Kernphotoeffekt an schwerem Wasserstoff ergibt sich mit Sicherheit die Existenz der 3,2 MeV-Strahlung des angeregten *ThD*-Kernes. Das Verhältnis der Zahl der Protonen, hervorgerufen durch die 2,62 MeV-Strahlung und durch die 3,2 MeV-Strahlung beträgt 100 : 1,8. Hieraus berechnet sich das Quantenverhältnis der beiden γ-Strahlen zu 100 : 0,8. Die geringe Intensität der energiereichen γ-Strahlung erklärt sich aus dem Termschema des *ThD*-Kernes, das für diese Strahlung eine Spinänderung von drei Einheiten fordert. Die von verschiedenen Autoren angegebenen größeren Übergangswahrscheinlichkeiten konnten nicht bestätigt werden. Dagegen stimmt unser Resultat mit der Schätzung von Ellis überein.

1) W. Gentner, Physik. Zeitschr. **38**, 836, 1937.

Wien, Vereinigtes I. und II. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 10. Dezember 1938.)

Sonnenaktivität und Höhenstrahlen

Von Werner Kolhörster

Mitteilung aus dem Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin

Die Intensität vertikal einfallender Höhenstrahlen wird seit längerer Zeit im Institut für Höhenstrahlenforschung in Dahlem mit einer Doppel-Zweifach-Koinzidenzapparatur laufend registriert[1]). Sie arbeitet mit hoher Meßgenauigkeit, z. B. bei mehr als 200000 Koinzidenzen im Tage mit einem statistischen Fehler von etwa 2 Promille der Tagessumme und liefert selbst bei Ausfall einer Anordnung noch genügende Genauigkeit, um die für statistische Untersuchungen so notwendige Kontinuität des Materials zu sichern. Außerdem verbürgt die Doppelanordnung auch große Meßsicherheit. Ihre Zählrohre sind so ineinandergestellt, daß beide Anordnungen von nahezu gleichen Höhenstrahlenbündeln getroffen werden, so daß sie sich durch ihren Gleichlauf gegenseitig kontrollieren. Der Aufbau dieser Apparatur wird an anderer Stelle beschrieben werden. Sie hat sich besonders bei der Untersuchung der magnetischen Störungen des letzten Jahres[1]) bewährt.

Der enge Zusammenhang zwischen den Variationen der erdmagnetischen Elemente und der Höhenstrahlung ließ es angebracht erscheinen, auch das Verhalten der Höhenstrahlen in bezug auf Sonnenrotationen zu untersuchen. Ihre Intensitätsschwankungen können z. B. durch das Zusammenwirken des statischen Dipolfeldes der Erde mit dem dynamischen Magnetfeld des Ringstroms und dessen Änderungen hervorgerufen werden. Letztere hängen mit der Sonnenaktivität zusammen bzw. mit den von den aktiven Zentren der Sonne ausgehenden Strahlen, welche für die Stärke des Ringstroms verantwortlich sind. Da diese aktiven Zentren der Sonne auch nach erdmagnetischen Beobachtungen längere Zeit, zuweilen über mehrere Sonnenrotationen in annähernd gleicher Lage verbleiben, so sollte ein Rhythmus mit der Sonnenrotation bei Mittelbildung aus einer größeren Zahl von Rotationen zu erwarten sein. Er wird besonders bei starken erdmagnetischen Änderungen hervortreten.

Auch wenn analog dem erdmagnetischen Felde ein zur Rotationsachse der Sonne exzentrisches Dipolzentrum vorhanden wäre, könnte die bei der Sonnenrotation eintretende Feldstärkeänderung in Erdnähe den Öffnungswinkel des verbotenen Kegels und somit die Intensität der Höhenstrahlen ohne Vermittlung des Ringstroms ändern, wie Überschlagsrechnungen unter plausiblen Annahmen über die Lage des sonnenmagnetischen Dipolzentrums ergeben. Doch werden diese Schwankungen wahrscheinlich nur mit kleiner Amplitude erfolgen und in den erdmagnetischen Elementen sich kaum bemerkbar machen. Sie dürften daher bei den magnetisch ungestörten Rotationen am günstigsten zu beobachten sein.

Die beiden Einwirkungen, einmal die direkte über die Minimalenergie, sodann die indirekte über den Ringstrom, werden sich natürlich überlagern.

Das Vorhandensein eines äußeren Magnetfeldes der Sonne mit einem Dipolmoment von $1{,}7 \cdot 10^{34}$ Gauß cm^{-3} und einer Horizontalintensität von 50 Gauß am Sonnenäquator ist zwar noch nicht erwiesen, doch haben Jánossy[2]) und nach ihm Vallarta[3]) gezeigt, daß ein Feld von etwa dieser Stärke die Beobachtungen über die Konstanz des Knicks im Breiteneffekt für verschiedene Seehöhe, über die MEZ-Periode des

1) W. Kolhörster, Naturwiss. **26**, 159, 218, 1938.

1) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Geophys. **14**, 333, 1938.

2) L. Jánossy, Zeitschr. f. Phys. **104**, 430, 1937.

3) M. S. Vallarta, Nature **139**, 839, 1937.

Tabelle I. Mittelwerte der Höhenstrahlenstärke aus verschiedenen

Tage	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Alle 14 Rotationen. Kurve 2a	0,03	0,16	0,44	0,87	0,79	0,85	0,64	0,51	0,40	0,56	1,13	1,01
10 magnetisch gestörte Rotationen. 1430–1–3–4–5–7–8, 1441–2–3. Kurve 2b	0,01	0,21	0,60	1,20	1,25	1,12	1,19	0,82	0,49	0,85	1,41	1,35
8 Rotationen magnetisch gestört. 1430–1–3–5–8, 1441–2–3. Kurve 2c	0,15	0,00	0,03	0,25	0,37	0,15	0,76	0,33	0,46	0 07	0,01	0,56
4 magnetisch kaum gestörte Rotationen. 1432–6–9, 1440. Kurve 2d	0,13	0,03	0,03	0,13	0,37	0,17	0,73	0,27	0,15	0,17	0,43	0,43
2 magnetisch sehr stark gestörte Rotationen. 1434 und 1437 Kurve 2e	0,05	1,05	3,10	7,45	7,75	5,10	2,90	5,40	4,30	4,75	4,00	4,59

Tagesverlaufs der Höhenstrahlung sowie über jahreszeitliche Änderungen der Höhenstrahlung erklären würde. Danach ist die Möglichkeit nicht auszuschließen, daß auch auf diese mehr direkte Weise Schwankungen der Höhenstrahlenstärke mit der Sonnenrotation auftreten.

Es wurden daher die Tagesmittel der Höhenstrahlenintensität eines Jahres zu 27tägigen Perioden zusammengestellt. Sie umfassen nach erdmagnetischer Bezeichnung[1]) die Sonnenrotationsperioden 1430–1443 vom 28. September 1937 bis zum 10. Oktober 1938. Die Differenzen der Tagesmittel gegen das Gesamtmittel (104000 Koinzidenzen/Tag) der Höhenstrahlungsintensität über diese Zeit sind für die einzelnen Rotationen in Fig. 1 gezeichnet, wobei ein Skalenteil 500 Koinzidenzen oder 0,5 Proz. des Gesamtmittels bedeutet. Die Kurven zeigen

Tabelle II. Korrelationen zur Höhenstrahlung

	Magnetische Kennziffer	$\Sigma\triangle X$	$\Sigma\triangle Z$	Sonnenflecken-relativzahlen ganz	Sonnenflecken-relativzahlen zentral	Helle $H\alpha$-Flocken 0–5 ganz	Helle $H\alpha$-Flocken 0–5 zentral	Dunkle $H\alpha$-Flocken 0–5 ganz	Dunkle $H\alpha$-Flocken 0–5 zentral	Ca-Flocken 0–5 ganz	Ca-Flocken 0–5 zentral
r	−0,31	+0,65	−0,52	−0,78	−0,63	0,80	0,81	−0,89	0,60	−0,82	−0,74
Wirkung	−0,57%	0,24%	−0,41%	−0,22%	−0,39%	1,05%	1,06%	−1,68%	−0,87%	1,37%	1,24%
	$K=1$	$\gamma=100$	$\gamma=100$	$R=10$	$r=10$	$H\alpha=1$	$H\alpha=1$	$H\alpha=1$	$H\alpha=1$	$Ca=1$	$Ca=1$
Durchschnitts-Tagesmittel	1,79	295	159	105	41	3,19	2,54	2,88	1,94	3,42	2,98
und Streuung	± 0,28	± 140	± 67	± 18	± 8	± 0,40	± 0,40	± 0,28	± 0,36	± 0,32	± 0,32

Tabelle III. Mittelwerte der 7 Rotationen 1433–1439

Tage		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Höhenstrahlung		0,21	0,26	0,74	1,77	2,34	1,97	1,11	1,34	1,16	1,70	1,80	1,86
Tagessumme magnetische Kennziffer		1,60	1,81	1,87	2,23	2,00	1,69	1,47	1,51	2,13	1,71	1,90	1,93
Tagessumme	$\triangle X$	280	263	160	396	483	431	289	223	343	294	351	676
Tagessumme	$\triangle Z$	136	117	83	197	229	214	231	151	266	123	111	297
Sonnenflecken-relativzahlen	ganz	111,3	118,4	122,7	115,7	126,6	124,0	135,9	131,9	130,7	131,7	112,6	112,9
	zentral	33,0	45,7	43,6	41,6	46,7	45,9	50,3	49,6	54,7	54,9	40,9	48,7
Helle $H\alpha$-Flocken	ganz	3,33	3,20	3,42	3,83	3,81	3,80	3,80	3,71	3,66	3,41	3,59	3,33
	zentral	2,10	2,40	1,99	3,13	3,19	3,00	2,63	3,01	3,09	2,96	3,06	2,70
Dunkle $H\alpha$-Flocken	ganz	2,80	2,93	3,08	3,51	3,64	3,07	3,03	3,00	3,00	3,11	3,13	3,13
	zentral	1,23	1,96	1,79	2,14	1,87	2,21	2,34	2,40	2,06	2,31	2,01	2,79
Ca-Flocken	ganz	3,59	3,60	3,66	3,80	3,76	3,94	3,87	3,89	3,86	3,83	3,66	3,44
	zentral	2,60	2,87	2,84	3,11	3,28	3,37	3,21	3,45	3,47	3,33	3,15	3,04

1) J. Bartels, Zeitschr. f. Geophys. **14**, 68, 230, 1938.

Rotationen 1430—1443 (28. September 1937 bis 10. Oktober 1938).

13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	Amplitude in Proz.
−1,07	−0,59	−0,18	0,04	0,31	0,44	0,26	0,46	0,24	0,62	0,87	0,57	0,81	0,59	0,21	±0,5
−1,03	−0,03	−0,24	−0,02	0,31	0,31	0,14	0,57	0,33	0,66	1,25	1,05	1,07	0,69	0,34	±0,73
−1,06	−1,01	−0,47	−0,30	−0,30	−0,20	−0,03	0,15	−0,24	0,13	0,70	0,81	0,99	0,43	0,33	±0,51
0,33	0,25	0,03	0,20	0,33	0,77	0,57	0,17	0,03	0,53	−0,07	−0,03	0,17	0,35	−0,13	±0,35
−3,90	−0,60	0,70	1,10	2,75	2,35	0,80	2,25	2,60	2,80	3,45	2,00	1,40	1,75	0,40	±2,8

die Intensitätsänderungen des Tagesmittels der vertikal einfallenden koinzidierenden Höhenstrahlen während je einer Sonnenrotation, die öftere Wiederkehr von Extremwerten bei zeitlich aneinander anschließenden Rotationen und die seltenere, manchmal über mehrere Rotationen sich erstreckende Wiederkehr, also das Auftreten der Sonnenrotationsperiode von 27 Tagen bzw. eines Vielfachen von ihr. Ein ähnliches Verhalten ist ja von den erdmagnetischen Variationen her bekannt. Diesen gegenüber dürfte jedoch ein wesentlicher Unterschied darin zu suchen sein, daß erdmagnetische Störungen viel unvermittelter einsetzen, während die Intensitätswerte der Höhenstrahlung im großen und ganzen sich mehr kontinuierlich ändern. Ein solches Verhalten, das bereits an anderer Stelle[1]) gezeigt werden konnte, läßt eine Untersuchung an Mittelwerten aus den Rotationen zu.

So ergeben z. B. die sämtlichen 14 Rotationen den Kurvenverlauf der Fig. 2a mit einer über 27 Tage sich erstreckenden, im großen und ganzen einfachen sinusartigen Schwingung, deren Amplitude ±0,5 Proz. der mittleren Tagesintensität von 104000 Koinzidenzen beträgt. Sicherlich ist dieser Verlauf durch die beiden magnetisch stark gestörten Rotationen 1434 und 1437 wesentlich bedingt, deren Mittelwerte Fig. 2e mit einer Amplitude von ±2,8 Proz. zeigt. Daß beide durch 54 Tage getrennten Rotationen sich so weitgehend ergänzen, kann, aber braucht nicht zufällig zu sein; denn auch die 10 magnetisch gestörten Rotationen 1430–1–3–4–5–7–8–1441–2–3 der Fig. 2b ergeben mit einer Amplitude von ±0,73 Proz. einen ähnlich zu deutenden Verlauf. Auch wenn die beiden magnetisch sehr stark gestörten Rotationen 1434 und 1437 ausgelassen werden, sind die wesentlichen Züge noch in Fig. 2c, dem Mittel aus den 8 Rotationen 1430–1–3–5–8–1441–2–3, erhalten. Dagegen verhalten sich die anscheinend nur sehr wenig gestörten 4 Rotationen 1432–6–9–1440

(18. Dezember 1937 bis 24. Juni 1938).

13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27
−1,59	0,47	0,61	0,57	1,16	0,04	−0,13	0,46	0,77	0,84	0,76	0,19	0,37	0,91	0,59
1,97	2,30	2,20	2,19	1,57	2,04	1,73	1,73	1,90	1,31	1,27	1,81	1,41	1,46	1,66
509	383	394	374	266	259	311	231	266	168	37	134	134	91	223
293	226	186	117	171	177	217	140	140	83	29	106	49	151	89
102,9	97,4	94,3	85,4	81,3	77,1	79,9	82,9	82,0	85,0	92,4	107,9	107,4	100,1	94,3
37,6	34,2	30,4	29,4	24,3	28,6	41,1	37,7	31,3	29,7	44,7	49,4	49,1	39,9	33,4
3,04	3,10	2,99	2,67	2,76	2,64	2,66	2,50	2,93	2,87	2,99	2,87	3,20	3,17	2,93
2,86	2,69	2,44	2,13	1,99	2,13	2,50	2,31	2,20	2,16	2,09	2,51	2,91	2,54	1,87
2,91	2,94	2,86	2,46	2,50	2,67	2,44	2,54	2,60	2,70	2,67	2,76	2,89	2,77	2,70
2,31	2,13	1,90	1,44	1,76	2,33	1,93	2,06	1,97	1,84	1,93	1,66	1,46	1,40	1,31
3,43	3,21	3,14	3,06	3,00	3,06	3,03	3,03	3,07	3,21	3,13	3,27	3,24	3,30	3,30
3,28	3,21	2,80	2,73	2,35	2,41	3,03	3,14	2,93	2,45	2,57	2,95	3,74	2,94	2,64

1) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Geophys. 14, 333, 1938.

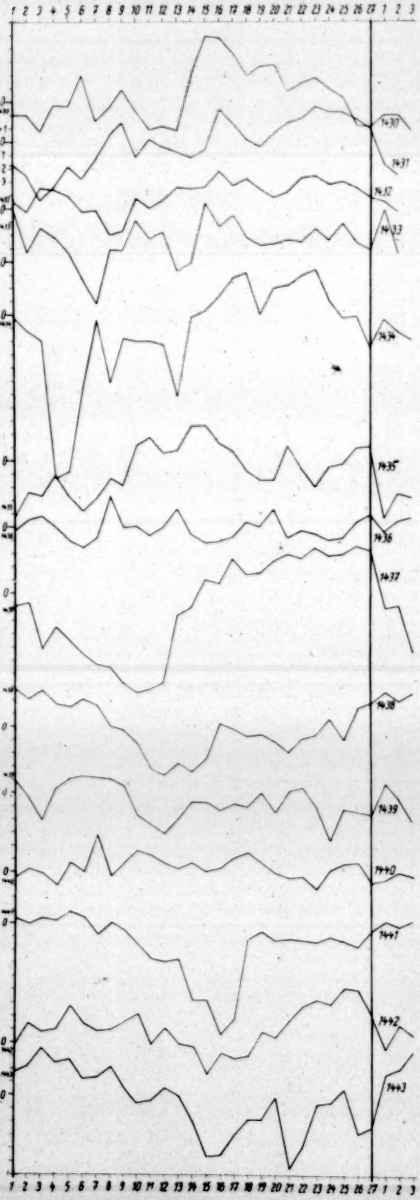


Fig. 1. Intensitätsverlauf vertikal einfallender koinzidierender Höhenstrahlen vom 28. 9. 1937 bis 10. 10. 1938, 14 Sonnenrotationen 1430—1443. 1 Skalenteil = 500 Koinzidenzen = 0,5 Proz. des Tagesmittels.

(Fig. 2d) wesentlich glatter, eher scheint eine doppelte als eine einfache Schwingung angedeutet; ihre Amplitude beträgt noch $\pm 0{,}35$ Proz. Allerdings wird sich erst nach vollständiger Reduktion und Ausgleichung der Werte der erdmagnetischen Elemente ein Kriterium dafür aufstellen lassen, was als magnetisch gestört bzw. ungestört anzusehen ist, und wie demnach die Mittelbildung zu erfolgen hat. Jedenfalls zeigen die Mittel aus allen magnetisch gestörten Rotationen Verläufe, die im wesentlichen mit dem Gesamtmittel aller 14 Rotationen (Fig. 2a) Amplitude $\pm 0{,}5$ Proz. übereinstimmen. Die Zahlenwerte sind in Tabelle I zusammengestellt.

Es ist natürlich aus diesem Material eines einzigen Jahres noch nicht zu entscheiden, wie weit ein solcher sinusförmiger Verlauf bei magnetisch gestörten Rotationen die Regel ist. Zunächst ergibt sich, daß während der Zeit vom 28. September 1937 bis zum 10. Oktober 1938 die Intensität der Höhenstrahlung nach den Mittelwerten aller Rotationen in 27tägigem Rhythmus entsprechend der Sonnenrotation und mit einer Amplitude von $\pm 0{,}5$ Proz. des Tagesmittels geschwankt hat. Man kann also aus den vorliegenden Höhenstrahlungsmessungen auch umgekehrt auf die Sonnenrotation schließen.

Steuert die Sonnenrotation den Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung indirekt über den Ringstrom, wie es bei größeren erdmagnetischen Störungen die Regel sein wird, so sind nach den erdmagnetischen Beobachtungen Zusammenhänge mit den aktiven Zentren auf der Sonne selbst zu erwarten. Es ist daher von Interesse, die Sonnenfleckenrelativzahlen, die $H\alpha$- und Kalziumflocken sowohl für die gesamte Sonnenscheibe wie für die Zentralzone neben den Variationen der erdmagnetischen Elemente wie der Nord-Süd-(X-)Komponente der Horizontalintensität, der Vertikalintensität (Z) und den magnetischen Kennziffern zum Vergleich mit der Intensität der Höhenstrahlung heranzuziehen. Ein Vergleich mit den Sonneneruptionen und Protuberanzen soll jedoch einer weiteren Veröffentlichung vorbehalten bleiben.

Da gleichzeitige astronomische, magnetische und Höhenstrahlendaten bisher nur für die Rotationen 1433—1439, also die Zeit vom 18. Dezember 1937 bis 24. Juni 1938 zur Verfügung standen, so wurden zunächst diese in analoger Weise wie die Intensitäten der Höhenstrahlung gemittelt, in Tabelle III zusammengestellt und in Fig. 3 gezeichnet. Außerdem sind in Tabelle II

die Korrelationskoeffizienten zwischen Intensität der Höhenstrahlen und den anderen Elementen unter r, unter Wirkung die Änderung in Prozenten in bezug auf die angeführte Maßzahl zusammengefaßt. Schließlich sind noch die durchschnittlichen Tagesmittel und die Streuung angegeben, um Anhaltspunkte für das Ausmaß der Wirkung bei den einzelnen Elementen zu haben.

Betrachtet man zunächst die Beziehung zu den erdmagnetischen Elementen, so ist die Korrelation zur Kennziffer überraschenderweise niedrig (−0,31), allerdings eindeutig negativ. Die vertikale (Z-) bzw. die horizontale (Nord-Süd- [X-]) Komponente ergeben bedeutend höhere Korrelationen. Die Zahlenwerte sowie der Unterschied in den Korrelationen beider Komponenten können allerdings erst dann als gesichert gelten, wenn die Berechnungen mit den ausgeglichenen erdmagnetischen Variationen ausgeführt sein werden. Im übrigen stellt sich die Korrelation zur X-Komponente als die einzige positive heraus, während alle anderen Korrelationen negativ sind, d. h. die Intensität der Höhenstrahlung verläuft zu allen übrigen korrelierten Elementen wie Sonnenfleckenrelativzahlen, hellen und dunklen $H\alpha$- und Ca-Flocken, entgegengesetzt. Diese alle zeigen dabei einen durchschnittlich sehr hohen Korrelationskoeffizienten von etwa — 0,80, der bei den dunklen $H\alpha$-Flocken für die Sonnenscheibe sogar auf ganze — 0,89 ansteigt. Aus dem vorliegenden Material ist natürlich noch nicht zu entscheiden, ob und wie weit ein Unterschied in der Stärke der Korrelation für die ganze Sonnenscheibe oder die Zentralzone besteht. Sonnenflecken und dunkle $H\alpha$-Flocken zeigen geringere Korrelationen zur Zentralzone als zur ganzen Scheibe, helle $H\alpha$- und Ca-Flocken ungefähr gleichgroße Korrelationen bei beiden. Nach der hohen Korrelation zu urteilen, dürften die dunklen $H\alpha$- und die Kalziumflocken der gesamten Sonnenscheibe am stärksten wirksam sein. Ganz allgemein erweisen sich also Flocken bisher am engsten mit der Intensität der Höhenstrahlung korreliert. Sie sollten demnach als aktive Zentren die Hauptrolle spielen. Ihre Beziehung zur Höhenstrahlung erscheint viel enger als die der erdmagnetischen Elemente, obwohl diese letzteren bei großen erdmagnetischen Störungen die Höhenstrahlenstärke doch recht erheblich beeinflussen. Infolgedessen hat es beinahe den Anschein, als wenn eine viel direktere Einwirkung der Sonne auf die Intensität der Höhenstrahlung vorliegt als auf dem indirekten Wege über den Ringstrom. Vielleicht erklärt sich hieraus auch der mehr kontinuierliche Ablauf der Höhenstrahlenintensität gegenüber dem diskontinuierlichen Verhalten der erdmagnetischen Variationen. Durch aktive Zentren der Sonne ausgelöste erdmagnetische Störungen machen sich je nach Laufzeit der Korpuskularstrahlen bis etwa 2 Tage nach Durchgang der Störung durch den Meridian mit recht plötzlichem Einsatz in den erdmagnetischen Variationen bemerkbar. Diesen entsprechend

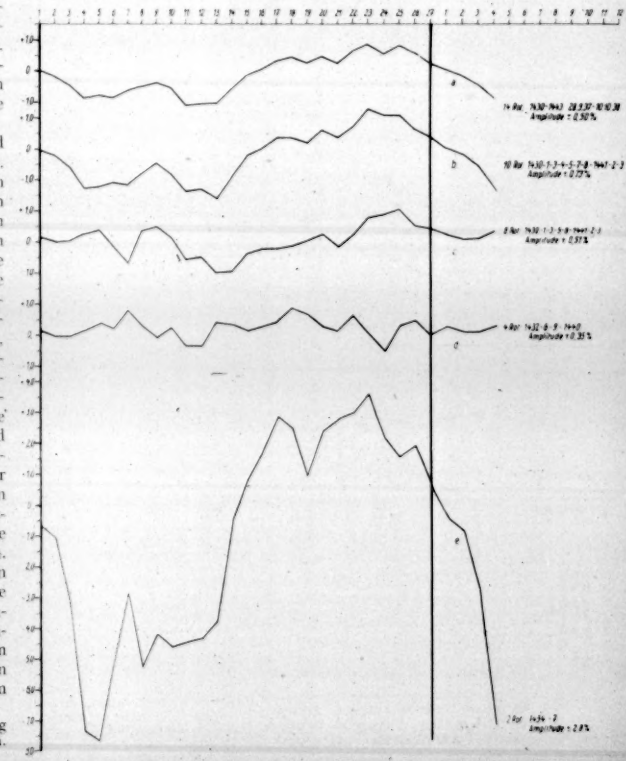


Fig. 2. Mittel magnetisch wenig bis stark gestörter Rotationen.

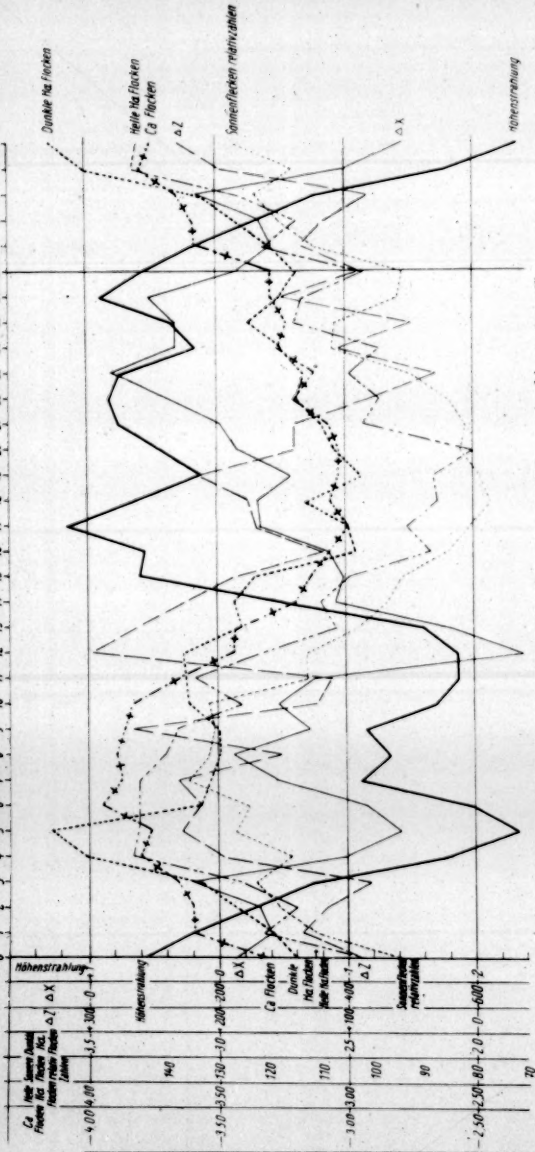


Fig. 3. Mittelwerte aus den Rotationen 1433–1439 (18. 12. 1937 bis 24. 6. 1938).

schwankt auch die Höhenstrahlenintensität. Doch sinkt sie bereits vorher schon tagelang ab, etwa in dem Maße, wie die aktiven Zentren vom Sonnenrand zum Meridian vorrücken. Umgekehrt steigt sie dann bis zum Verschwinden der Zentren hinter dem Sonnenrand wieder an. Es mag eine solche Vorstellung zur Begründung dafür dienen, daß aus dem Verlauf der Höhenstrahlungsintensität der Eintritt, zumindest aber die Disposition für eine starke erdmagnetische Störung von mehreren Tagen vorauszusagen ist. Dies kann für die drahtlose Nachrichtenübertragung, die ja bei erdmagnetischen Störungen für gewisse Frequenzen beinahe ganz aussetzt, von Bedeutung werden.

Sollte sich das hier gefundene Verhalten zwischen Höhenstrahlung, Sonnenrotationen und aktiven Zentren bei den Bearbeitungen der anderen Rotationen weiter bestätigen, so könnten äußere Energiefelder der Sonne so ungleichmäßig nach allen Richtungen im Raume verteilt anzunehmen sein, daß bei der Rotation genügend starke Unterschiede auftreten, um mit ihnen z. B. die Sonnenrotation zu verfolgen.

Für die Überlassung erdmagnetischer und astronomischer Angaben bin ich den Herren Proff. Bartels, Brunner und Kopff zu besonderem Danke verpflichtet.

Berlin-Dahlem, den 24. Dezember 1938.

(Eingegangen 28. Dezember 1938)

Nachrichten

Metallographische Ferienkurse an der Technischen Hochschule zu Berlin-Charlottenburg vom 1.–11. März 1939. Anfragen und Anmeldungen sind an das Büro von Professor Dr. Ing. H. Hanemann, Berlin NW 87, Franklinstr. 29, zu richten.

Röntgenographischer Ferienkurs an der Technischen Hochschule zu Berlin-Charlottenburg vom 20.–25. März 1939. Anfragen und Anmeldungen sind an Herrn Dr. W. Hoffmann, Berlin NW 87, Franklinstr. 29, zu richten.

Ernannt: Der Dozent für Physik an der Universität Göttingen Dr. Rudolf Hilsch zum a. o. Professor daselbst.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. IV. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany